



TITLE:

海面冷却下での傾圧不安定とそれ
に伴う中層水形成過程に関する研
究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

吉川, 裕

CITATION:

吉川, 裕. 海面冷却下での傾圧不安定とそれに伴う中層水形成過程に関
する研究. 京都大学, 2000, 博士(理学)

ISSUE DATE:

2000-03-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3167119>

RIGHT:

学位申請論文

海面冷却下での傾圧不安定とそれに伴う
中層水形成過程に関する研究

(A Study on Baroclinic Instability under
Sea Surface Cooling and
Associated Formation Process of
Intermediate Water)

学位申請者
吉川裕

要旨

海洋中層での熱・物質輸送に重要な役割を果たす傾圧海洋中での冷却を伴う中層水形成過程を、非静水圧モデルを用いた数値実験を行なうことにより調べた。非線型段階にまで成長した傾圧波に伴う密度前線に沿って強い下降流が狭い($\sim 1\text{km}$)領域で発生し、それが海面起源水を効果的に中層に沈降させる。この強い下降流は中層で発散流を生むことに加え、その位置を時々刻々と変えることで、観測されるような数10km程度の水平規模の海面起源水のパッチを中層に形成する。

これらの現象に対しては共存する傾圧波と対流の相乗効果が本質的に重要である。対流は初め擾乱源として働くことで、そしてその後は成層を弱めることで傾圧波の成長を加速する。さらに傾圧波が有限振幅に成長した後も、対流による密度変化は前線形成過程に伴う下降流を強化し続ける。また対流と前線形成過程によって生じる対称不安定がさらに下降流を強化する。これらの相乗効果の結果、等密度面に沿った下降流が短時間に強化され、海面付近の海水の中層への沈降が促進される。従って傾圧海洋中で発生する対流が中層水形成過程に果たす役割は、鉛直混合と捉えられていた従来の研究と異なり、前線域で形成される下降流を強化することと結論できる。

目次

1	はじめに	1
2	数値モデル	7
3	結果	9
4	純粋な傾圧不安定及び純粋な対流不安定との比較	14
5	傾圧不安定と対流不安定の相乗効果	20
5.1	傾圧波の成長の加速	20
5.2	強い前線下降流の形成	25
6	中層水形成過程	30
7	ケーススタディー	36
8	まとめと議論	40
	謝辞	45
	付録	46
A	数値積分の手法	46
B	水平シアー流が対流の水平構造に与える影響	50
	参考文献	59
	図表	65

1 はじめに

主密度躍層から水深約 1000m までに位置する海洋中層は、一年を通じて強い密度成層で特徴づけられている (図 1a)。そこでの水温・塩分特性は、冬季の表層混合層水の海水特性と良く対応することから [e.g., Iselin 1939]、中層水は冬季の海面冷却に伴う対流過程によって高緯度域で深まった混合層水が海洋内部領域に輸送されることで形成されていると考えられている [e.g., Stommel 1979]。この成層した海洋内部領域に混合層水が輸送される過程はサブダクション過程と呼ばれ [e.g., Woods 1985] (図 1b)、対流過程とともに中層水の形成に重要な役割を果たす。海洋中層はこれらの過程を通じて大気との間で熱や物質 (二酸化炭素やフロン等) のやりとりを行なうため、対流過程とサブダクション過程からなる中層水形成過程は、海洋中層における熱・物質循環に大きな影響を与える。さらに中層循環は、高緯度域から低緯度域へ熱や物質を 10 年から数 10 年程度で輸送することで、その時間規模での海洋変動に、さらに赤道域で湧昇し海面水温に影響を及ぼすことで大気側での変動にも影響を与える可能性が指摘されている [e.g., 花輪 1997]。このため中層水の形成過程は、そこでの海洋構造を決定するだけでなく、中層循環を通じて大気を含めた気候システムの変動に対しても重要な役割を果たす可能性が高く、それゆえその過程を解明し定量的に評価することは、海洋学にとどまらない極めて重要な問題であると言える。

中層水形成の重要な過程の一つであるサブダクション過程は、海域によって様々な力学が関与している。例えば中緯度亜熱帯循環域ではエクマンポンピングに伴う下降流が重要であると考えられている。いわゆる通気躍層理論 [e.g., Luyten et al. 1983] の力学的枠組はこのような考えに基づいて構築されている。また混合層の深さが空間的に大きく変化する海域では、混合層の深い領域から浅い領域に向かって混合層の底を横切って流れる水平流がサブダクションに大きく寄与することが指摘されている [Woods 1985]。実際、気候学的な水温・塩分・風応力データを用いて北大西洋及び北太平洋での海盆規模でのサブダク

ション過程を評価した研究 [e.g., *Marshall et al.* 1993; *Qiu and Huang* 1995] では、エクマンパンプに伴う下降流よりもこのような水平流の寄与の方が大きいことが示された (例えば亜熱帯域の密度躍層内に位置する亜熱帯モード水の形成)。また、日本海北西部では冬季の対流に伴って中層水形成が生じていると考えられているが [*Senjyu and Sudo* 1993; *Seung and Yoon* 1995]、その海域でも水平流が引き起こすサブダクションが卓越していることが大循環モデルを用いた数値実験から示唆されている [*Yoshikawa et al.* 1999]。

一方、傾圧性の強い海域、例えば大規模な ($\geq 100\text{km}$) 前線域等では傾圧不安定が卓越すると考えられる。傾圧不安定はもともと中緯度大気に見られる高・低気圧を形成する力学過程として *Charney* [1947] と *Eady* [1949] によりその理論的解明に先鞭が付けられ、その後も多くの研究によりその拡張や応用が行なわれているが [e.g., *Pedlosky* 1979]、海洋においても例えば湾流や黒潮の続流域での渦の形成等、卓越する水平規模の違いはあるものの同様に発達することが知られている [e.g., *Orlansky and Cox* 1973]。近年行なわれた観測や実験に基づいた研究によれば、この傾圧不安定が混合層水のサブダクションに重要な役割を果たすことが指摘されている。例えば北大西洋亜熱帯前線域で行なわれた集中的な観測 Frontal Air-Sea Interaction Experiment (FASINEX) [e.g., *Pollard and Regier* 1992] では、強い傾圧性を示す幅約 20km の密度前線付近の海洋内部領域 (水深約 100m) に、混合層に起源を持つと見られる水平スケール数 10km の海水のバッチが観測されている (図 2)。このような混合層水の沈降過程 (サブダクション過程) を調べるため、*Pollard and Regier* [1992] は密度前線域での下降流の評価を行なった。彼らは海水密度や水平流速の分布から準地衡オメガ式を用いることで、 10^{-4}ms^{-1} 程度の下降流が 20km から 30km 程度の水平スケールで生じ得ることを示したが、このような下降流は発達した傾圧不安定に付随する前線形成過程に起因して発生していると考えられる。実際 *Spall* [1995] はこのような密度前線域でのサブダクション過程をレイヤーモデルを用いた数値実験を行なうことにより調べ、傾圧不安定の発達後に引き起こされる前線形成過程に起因して同程度 (10^{-4}ms^{-1}) の下降流

が生じることを示した。さらに前線を横切る水平流も同時に形成され、その結果海面に露出した混合層水は等密度面上をゆっくりと下降しながらハッチ状に海洋内部領域(混合層以深)へサブダクトされることも示した。また、同様のサブダクション過程は、ラブラドル海南西域でも生じていると考えられている。強い傾圧流であるラブラドル海流内で発生した対流によって一様化された混合層水が、傾圧不安定に起因するサブダクション過程によって海洋内部にパッチ状に輸送され、高フロンで特徴付けられる中層水を形成していることが、ラブラドル海南西部の冬季の観測 [Pickart et al. 1996] やレイヤーモデルを用いた数値実験 [Pickart et al. 1997] から示唆されている (図 3)。傾圧不安定に伴うこのようなサブダクション過程は、傾圧性の強い他の海域、例えば亜寒帯前線域や南極周極流域などでも生じていると考えられる。また日本海北西部でも、強い傾圧流であるリマン寒流や対馬暖流が流れていることから、水平流に伴うサブダクションに加え傾圧不安定に伴うサブダクションも生じている可能性が考えられる。

しかし、これまでの傾圧不安定に伴うサブダクションに関する研究では、中層水形成に本質的に重要である冷却に伴う対流過程と傾圧不安定過程とが時空間的に同時に考慮されていない。そのため、中層水形成過程が十分に説明されたとは言えない。例えば Spall [1995] の数値実験においては、傾圧不安定に伴うサブダクション過程に焦点を当てるため対流過程は初めから考慮されていないが、FASINEX で行なわれた鉛直流速計を装備したドリフターによる鉛直流の測定からは、彼の数値実験結果より一桁大きい 10^{-3}ms^{-1} 程度の下降流が水平スケール 5km 以下という狭い領域で発生していることが明らかとなっている [Eriksen et al. 1991]。この値は密度や水平流の観測結果からの見積もり [Pollard and Regier 1992] と比較してもやはり一桁大きい。観測された期間 (2 月) には強い海面冷却 ($200 \sim 800 \text{Wm}^{-2}$) が生じている [e.g., Weller et al. 1991] ことから、海面冷却による対流が強い傾圧流 (従って傾圧不安定) と同時に存在することで、このように大きな下降流が狭い領域で生じた可能性が強く示唆される。一方、ラブラドル海南西域でのサブダクション

過程に関する数値実験でも [Pickart et al. 1997]、対流によって鉛直混合され一様化した海水がその後傾圧不安定によってどのようにサブダクトされるかという視点から実験が行なわれており、対流と傾圧不安定の両過程が共存する場合は想定されていない。しかしながら、この海域においても両者の共存が深く関わっていると考える方が現実的である。

同様のことは、極海域等で生じている深い対流に伴う深層水の形成過程についてもあてはまる。ラブラドル海中央 [e.g., Clarke and Gascard 1983] やグリーンランド海 [e.g., Schott et al. 1993]、ウェッデル海 [Gordon 1978] や、また中緯度に位置するが極域と同等の物理過程が生じていると考えられる地中海 [e.g., MEDOC group 1970; Schott and Leaman 1991] 等では深い ($\geq 1000\text{m}$) 対流が 50km から 100km 程度の領域で局所的に発生し、鉛直一様な混合水のパッチ (混合パッチ) を形成することが知られている (図 4)。このような局所性は低気圧性循環などによって、対流の起こり易い領域があらかじめ特定されているため (プレコンディショニング; e.g., Killworth [1983]) に生じると考えられている。しかし、これまで多くの室内・数値実験 [e.g., Maxworthy and Narimousa 1994; Jones and Marshall 1993] では、水平一様なモデル海洋に円盤状の海面冷却を加えることで、観測される深い対流の局所性を便宜的に再現している。そのためこれらの実験においては、冷却域の海水が対流によって鉛直一様化された後に、周囲との間に生じた水平密度勾配によって傾圧不安定が発達し、それによって一様化された海水が冷却域外に輸送されることになる。これら一連の過程から、深い対流に伴う深層水形成過程においては、対流は主に鉛直混合として作用し、傾圧波は主に (等密度面に沿った) 水平輸送として作用すると考えられているが [Send and Marshall 1995]、この場合もパッチの周辺においては対流 (海面冷却) と傾圧不安定が同時に起こっていると考えることが妥当であり、それらが時空間的に共存していない状況設定は、不十分と言わざるを得ない。(深い対流過程に伴う深層水形成過程においてはこの傾圧不安定に伴う水平輸送過程はスプレディング過程と呼ばれるが、対流混合層から海洋内部に輸送する過程という意味ではサブダクション過程と本質的に同じ役割を果たす

とすることができる。)

また、このような結果に基づき対流を鉛直混合によって、また傾圧不安定を *Gent and McWilliams* [1993] の渦輸送スキームによってパラメタライズする試み [e.g., *Visbeck et al.* 1997] や、傾圧不安定に伴うサブダクション過程の定量的な評価が行なわれている [*Marshall* 1997]。しかし、対流と傾圧不安定が共存する場合には両者が別々の手法でパラメタライズできるのかという点も含めて、中・深層水形成過程について根本的な再検討が必要であろう。

最近 *Haine and Marshall* [1998] や *Legg et al.* [1998] は、対流と傾圧不安定が共存する場合の数値実験を行なっている。前者では海洋混合層で水平・鉛直熱輸送を支配する力学過程を検討するため、非静水圧モデルを用いた数値実験が行なわれた。水平一様な海洋に非一様な海面冷却を加えた結果、まず対流混合による鉛直一様化に引き続いて、非一様な冷却によって水平密度勾配が生じその結果傾圧流が形成される。その後対称不安定に伴う斜向対流が発生し密度の再成層が生じるが、傾圧不安定が十分成長すると、冷却が継続しているにも関わらず混合層内での水平・鉛直熱輸送は発達した傾圧波に支配される結果となった。一方 *Legg et al.* [1998] の実験は中規模冷水渦(水平スケール ~50km の低気圧性渦)が存在する海洋に一様な海面冷却を加えることで、対流と傾圧不安定が共存する状況を考えている。ここでも鉛直対流、斜向対流及び傾圧波が共存しながら現象が進行してゆくが、特に注目すべき結果は、傾圧波が発達し渦内部で再成層が生じた後には、傾圧波の縁に形成された密度前線付近に下降流が集中し、それがモデル海盆内での最も深い冷却域を決定することである。これらの結果は、冷却(対流)と傾圧不安定が共存することで、冷却(対流)のみの場合とは大きく異なることを示しているが、これは混合層水のサブダクション過程に対しても、両者が共存することによって *Spall* [1995] や *Pickart et al.* [1997] が考えた傾圧不安定のみの場合とは、質的・量的に違ったものになることを示唆している。言い換えれば、対流と傾圧不安定が共存する場合の中層水形成過程は、対流が鉛直混合の作

用をする一方で傾圧波が混合層水の等密度面輸送を行なうといった、従来考えられていた二つの過程がそれぞれ別々に作用する場合のそれ [e.g., Send and Marshall 1995; Marshall 1997] では説明できない可能性が大きい。しかしながら、このような観点から行なわれた研究はこれまでにない。そのため、例えば密度前線付近に形成される下降流について言えば、対流と共存することでどのようなメカニズムが働き、その結果どの程度下降流が強化されるのか、そしてそのことが中層水形成過程に対して質的あるいは量的にどのような効果を持ち得るのかと言う点については不明である。

そこで本研究では、非静水圧モデルを用いた数値実験を行なうことにより、中層水形成という観点から、対流と傾圧不安定とが共存する場合の物理現象及びその力学過程を明らかにすると同時に、それが中層水形成に果たす役割を解明することを目的とする。そのため、第2節で問題の定式化を行なった後、まず海水の沈降や輸送過程を詳細に検討し(第3節)、その力学過程(傾圧・対流・対称不安定あるいはそれらの相乗効果)を明らかにする(第4、5節)。さらにその現象や力学過程が中層水形成過程においてどのような役割を果たしているのかを議論する(第6節)。その際、傾圧不安定に伴う輸送過程が卓越しているためオイラー平均場を用いた解析は不適切と考えられることから [e.g., Marshall 1997]、粒子追跡法を用いて海水のラグランジュ的な観点から解析を行なう。さらにケーススタディーによって外部パラメーターに対する依存性を調べ(第7節)、最後にまとめと観測との対応を中心とした議論を行なう(第8節)。

なお、本研究の着想は申請者と共同研究者の秋友、淡路との討論から生まれたものであるが、その遂行において、申請者は問題の定式化から結果の解析、考察までの全ての過程の中心となって行なった。特に運動の空間スケールに基づいて行なったエネルギー解析や、海面で与えたトレーサーと粒子追跡法を併用したサブダクション過程の解析などは、申請者の発案であり、その解析と考察も申請者が行なった。

2 数値モデル

本研究では現象の基本的メカニズムの解明に主眼を置くため、モデル海は $f(10^{-4}s^{-1})$ 面上の単純な矩形海 ($L(50km) \times L \times D(1km)$) とする (図 5a)。 x, y, z 軸は直交座標系でそれぞれ東、北、上向きとする。初期密度構造 (図 5b) は、以下の式で表されるような東西方向に一様で子午面方向に変化すると仮定する。

$$\rho(y, z) = - \left(\rho_m \cos \left(\frac{2\pi y}{L} \right) + \rho_v \right) \exp \left(-\frac{z^2}{h^2} \right) + \rho_b$$

ここで、 ρ は海水密度、 $\rho_m(5 \times 10^{-2}kgm^{-3})$ は海面 ($z=0$) での中心緯度 ($y=L/2$) と南北端 ($y=0, L$) の間での南北密度差、 $\rho_v(10.5 \times 10^{-2}kgm^{-3})$ は $y=L/4, 3L/4$ での海面と海底 ($z=-D$) との間の密度差、 $\rho_b(1027.35kgm^{-3})$ は海底での密度、そして $h(300m)$ は密度の鉛直変化を特徴付ける深さスケール (密度躍層の深さ) である。またこの密度場と地衡流バランスする東西流を初期に与えるが、その流速は海底で 0 とし、海面で最大約 $1.7 \times 10^{-1}ms^{-1}$ となる (図 5c)。この初期密度・流速構造は初冬における日本海北西部の気候学的海洋構造を参考に決定した。しかしながら、例えば傾圧性の指標の一つとなる平均の水平密度勾配は $4 \times 10^{-2}kgm^{-3}/10km$ であり、前節で述べた他の海域 (FASINEX 域やラブラドル海南西域等) に対しても必ずしも非現実的な値ではない。

このようなモデル海に海面で $6.4 \times 10^{-6}kgm^{-2}s^{-1}$ の密度フラックス (D_f) を与えた。この値は浮力フラックス ($B_f = gD_f/\rho_0$) に換算すると約 $6.4 \times 10^{-8}m^2s^{-3}$ となる。ここで $\rho_0(1027kgm^{-3})$ は参照密度、 $g(9.8ms^{-2})$ は重力加速度である。また海面熱フラックスに換算すると、体膨張率が水温によって変化するため海域によって異なるが、日本海北西部でおよそ $400Wm^{-2}$ 、ラブラドル海南西域では約 $280Wm^{-2}$ 、そして FASINEX 等の亜熱帯前線域では約 $100Wm^{-2}$ の冷却に相当する。これらの値はそれぞれの海域での初冬における平均的な値と大きく違わない。一方、海底での密度フラックスは考えない。また海面・海底では水平流 (u, v) の摩擦 (ストレス; $\partial u/\partial z, \partial v/\partial z$) 及び鉛直流 (w) を 0 とし、側面は密度・

流速ともに周期条件を仮定した。

支配方程式はブシネスク、非圧縮近似下の運動方程式、連続の式、密度の移流拡散方程式で以下のように表される。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + f \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p - \frac{\rho}{\rho_0} g \hat{\mathbf{z}} + \nu_h \nabla_h^2 \mathbf{u} + \nu_z \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = \kappa_h \nabla_h^2 \rho + \kappa_z \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \quad (3)$$

ここで $\mathbf{u} = (u, v, w)$ は流速ベクトル、 p は圧力、 $\hat{\mathbf{z}} = (0, 0, 1)$ は z 方向の単位ベクトルである。また ∇ 等の数学記号は慣例的な表記法に従っている。渦粘性係数 (ν_h, ν_z) 及び渦拡散係数 (κ_h, κ_z) は、これまでの研究と同様に一定とし ($\nu_h = \kappa_h = 5m^2s^{-1}, \nu_z = \kappa_z = 2 \times 10^{-2}m^2s^{-1}$)、それらの値は *Haine and Marshall* [1998] で用いられた値と同じである。

さらに中層水形成過程をより明瞭に捉えるため、力学的には受動的なトレーサー濃度 C の分布を (3) 式によって求めた。初期条件として全域で 0 を与え、境界条件として海面での値を 1 に固定した。この条件は、大気起源の物質 (例えばフロン) が海面で飽和している状態を表しているとみなすことができる。それゆえトレーサー濃度の高い水は海面起源水 (新形成水) とみなすことができる。他の境界では密度の場合と同じ条件を用いた (海底でフラックスなし、側面で周期条件)。

数値積分は *Akitomo* [1999] の手法を参考に行なった (詳細は付録 A に記す)。格子の大きさ ($\Delta x = \Delta y = 195m, \Delta z = 33m$) は現実の海洋で見積もられている対流の水平規模 (約 1km) [e.g., *Schott and Leaman* 1991] を再現できる程度に小さいものとした。また時間間隔 Δt は 216 秒とした。積分は現実の海洋における冷却期間 (1 週間から 2 週間) を考慮し、15 日間行なった。

3 結果

図 6 に密度と鉛直流速の 100m 深における水平分布の時間発展を示す。冷却開始後 6 日目 (図 6a) には水平スケール約 1km の対流 (下降流の最大値は $-2.1 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$) が成層の弱い中心緯度 ($y = 25 \text{km}$) 付近から発生し、その領域は徐々に南北に広がっている。鉛直シアー流中での対流はそのシアーの方向に平行な向きのロールとして組織化されることがこれまでの研究から明らかにされているが [e.g., Asai 1970]、ここでは対流が東西流と一定の角度をなして交差するロールとして組織化されている。これは東西流の水平シアーの影響で東西流を横切るロールがより発達しやすくなるためと考えられる [付録 B 参照]。図 7a はこの時刻における密度、流速、及びトレーサーの南北断面図を示す。この図から、約 $10 \text{km} \leq y \leq 40 \text{km}$ の領域で発生している対流は表層付近の不安定層内で鉛直混合を引き起こしていることがわかる。また、対流はプリュームの水平スケールに加え南北幅数 km のスケールでも変動しているが、これは対流活動の強さが一日程度の周期を持って変動していることと、初期成層の強さが南北方向に変化しているため対流の発生時刻が緯度によって異なることに起因する。

9 日目には (図 6b)、対流の発生している領域 (対流域と呼ぶ) は南北端 ($y = 0, L$) にまで達している。同時に波長約 5km の波が傾圧性の強い (水平密度勾配の大きい) 領域 ($5 \text{km} \leq y \leq 20 \text{km}, 30 \text{km} \leq y \leq 45 \text{km}$) で発達している。後に示すように、この波は有効位置エネルギーの解放によって指数関数的に成長しており、線型的に発達した傾圧波が非線型段階にまで達したものである (傾圧不安定に起因して発達した波は傾圧波や傾圧渦と呼ばれ、非線型段階に達した場合には傾圧不安定擾乱とも呼ばれるが [e.g., Haine and Marshall 1998]、ここでは単に傾圧波と呼ぶことにし、その波の発達段階に応じて振幅が十分小さく線型的に時間発展している場合は線型段階の傾圧波、振幅が有限振幅にまで発達し非線型性が強まった場合には非線型段階の傾圧波あるいは有限振幅の傾圧波と呼ぶ)。ここで注目す

べきことは、有限振幅の傾圧波が卓越している領域(傾圧域と呼ぶ)における鉛直流の水平分布が傾圧波の構造(波長)によって決まり、密度偏差の大きい $1\sim 2\text{km}$ 幅の領域で下降流(最大で $-2.4\times 10^{-2}\text{ms}^{-1}$)が、密度偏差の小さい $2\sim 3\text{km}$ 幅の領域で上昇流(最大で $9.5\times 10^{-3}\text{ms}^{-1}$)が生じていることである。これは傾圧波の発達とともに表層付近で再成層が生じ、上昇・下降流域がそれぞれ傾圧波の発散・収束域に限定されるためと考えられる。また *Legg et al. [1998]* では、傾圧波が有限振幅にまで発達する以前に対称不安定に起因する斜向対流が発生し密度の再成層が生じていると報告しているが、本実験においてはそのような斜向対流及び再成層は傾圧波の発達以前には明瞭に見られなかった。同様の結果は2次元モデルを用いて対流過程を調べた *Straneo and Kawase [1999]* でも報告されている。後でも述べるように、対称不安定性を決める等運動量面に沿った不安定成層の強さが十分強くなかったためと思われる。

12日目には(図6c)、傾圧波は非線型性を強め、その水平波長は 10km 程度にまで成長する。この波長は成層の強さ($N^2 = -(g/\rho_0)\partial\rho/\partial z$ 、 N は浮力振動数)と傾圧波の鉛直スケール(H)から決まる変形半径($L_D = NH/f$)と概ね対応して増加していた。そのためこの波長の増加は、傾圧波が発達し非線型性が強まった結果、再成層の進行と傾圧波の深まりに伴って変形半径が増加した結果と考えられる。また特に11日以降では流速の非線型項がこのような波長の増加に寄与している傾向も見られた。傾圧域では表層 50m 以深で強い再成層が生じているため(図7b)、そこでの対流の発生は抑えられ、その発生は中心緯度($y \simeq L/2$)及び南北端($y \simeq 0, L$)近くに限定されている。一方傾圧域での下降流の水平スケールは、傾圧波の波長とともに広がっている(例えば $(x, y) = (25\text{km}, 35\text{km})$ では約 5km)。しかし強い($w \leq -1\times 10^{-2}\text{ms}^{-1}$)下降流は、密度前線を伴った幅約 1km の狭い領域に限定されている。最も強い下降流は成層の最も弱い領域($y \simeq L/2$)ではなく傾圧域外縁部($2\text{km} \leq y \leq 10\text{km}, 40\text{km} \leq y \leq 48\text{km}$)に密度前線を伴って形成されるのが特徴的である [*Legg et al. 1998*]。この前線に伴う下降流の流速は12日目に最大 $-4.7\times 10^{-2}\text{ms}^{-1}$ に、ま

た達する深さは最大 400m となり、トレーサーを深くまで輸送している (図 7b)。図 8a は同じ時刻の 300m 深でのトレーサーの分布及び水平流速ベクトルを示している。傾圧域外縁部に形成される前線を伴った下降流は下層で発散流を生じ、地衡流調節することで高気圧性渦を形成している。そして下降流によって輸送された海面起源水が渦内部にパッチ状に分布しているのがわかる。また図には示さないが、このパッチ内の海水は周囲の非海面起源水と比べ弱い密度成層で特徴付けられる。例えばこの時刻における水深 300m で顕著なパッチが見られる領域 ($2\text{km} \leq y \leq 15\text{km}, 35\text{km} \leq y \leq 48\text{km}$) では、トレーサー濃度が 0.5 以下の領域 (パッチ外部) の平均的成層の強さ N^2 は $110 \times 10^{-8} \text{s}^{-2}$ であるのに対し、0.5 以上の領域 (パッチ内部) の平均的成層の強さは $56.3 \times 10^{-8} \text{s}^{-2}$ となっており、約半分の強さである。

15 日目には (図 6d)、非線型性がさらに強まり傾圧波の波長は 15km~20km にまで成長する。12 日目頃に最大となった傾圧域外縁部の密度前線を伴った下降流はやや弱まる (最大で $-2.3 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$) が、かわって傾圧域中央 ($y \simeq 15\text{km}, 35\text{km}$) での密度前線を伴った下降流が強まり (最大で $-2.9 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$)、やはり海面起源水を効果的に下層に輸送している。下層に形成された海面起源水のパッチの大きさも傾圧波の波長の発達とともに増大している (図 8b)。この時刻には傾圧波がほぼ全域を覆い、再成層が進行して初期の密度構造が崩れている。

このように傾圧波が非線形段階にまで発達した後には、前線を伴った幅の狭い強い下降流 (以下「強い前線下降流」と呼ぶ) が海水の沈降を支配している。そこで次節以下での解析のために、中層水の形成に鍵となると思われるこの強い前線下降流の特徴をより詳細に調べておく。図 9 は 12 日目に形成される最も強い前線下降流 ($(x, y) = (35\text{km}, 45\text{km})$) 付近での密度及び鉛直流速の分布を拡大して示したものである。 $30\text{km} \leq x \leq 40\text{km}, 40\text{km} \leq y \leq 45\text{km}$ 付近には強い逆カンマ型の密度前線が形成され (図の矢印)、それに沿って強い下降流が見られる。最も強い下降流は、西向きの平均流に対して後方に向かって伸びた前線

($32\text{km} \leq x \leq 37\text{km}, y \simeq 45\text{km}$) 付近に位置しており、そこでの南北断面 (図 9 に点線で示す) を見ると (図 10)、強い前線下降流は安定成層した領域を等密度面に沿って流れていることがわかる。これらの特徴は、前線形成過程が強い前線下降流の形成に密接に関連していることを強く示唆している。もう一つの特徴は、下降流が生じている領域上部 ($z \geq -200\text{m}$) では等絶対運動量面 (図 10 の破線) と等密度面 (実線) が局所的に平行となっていることである。この状態は、対称不安定的に中立な状態に対応しているため、対称不安定に起因する斜向対流も強い前線下降流の形成に関わっている可能性を示している。

ここで注目すべき点は、これらの特徴は大気の発達した温帯低気圧に伴う温暖前線付近に形成される強い上昇流に見られる特徴と一致している [e.g., Emanuel 1988; Shapiro and Keyser 1990] ことである。そのため、強い前線下降流は大気中の前線付近に形成される強い上昇流に対応するものであることが推測される。このような観点から言えば、強い前線下降流は対流過程以上に前線形成過程に強く支配された現象であることが推測される。ただし、これまでのレイヤーモデルなどを用いた数値モデルから見積もられる海洋中での前線形成過程を通じて形成される下降流 [Spall 1995] とは、大きさが 100 倍程大きく、またその水平スケールも 1/10 以下である。そのため、このような強い前線下降流の形成には、前線形成過程に対流不安定過程 (及び対称不安定過程) が関わり合うことが本質的に重要であると考えられる。

以上見てきたように、傾圧場に海面冷却が加えられるとまず海面付近の不安定成層内で発生した対流が層内を鉛直に混合すると同時に徐々に層厚を増加させる。しかし、時間の経過とともに傾圧波が線型的に発達し始め、有限振幅にまで成長し再成層が生じることで対流は抑えられ、傾圧波の構造によって決まる狭い領域 (密度前線域) に下降流が集中して強化される。その結果、海面起源水はこの前線域を通して下層へ沈降し、パッチ状に拡がる。このような海水沈降過程は、対流そのものによって生じているのではなく、傾圧不安定に伴う前線形成過程に対流不安定過程が影響を及ぼしながら進行していると考えられ

る。しかしこれまでの研究 [*Haine and Marshall 1998; Legg et al. 1998*] では、そのような観点からの解析は行なわれていない。またこの場合の中層水形成過程は、冷却がない場合に傾圧不安定過程のみが引き起こす中層水形成過程 [e.g., *Spall 1995*] や、あるいは冷却があっても傾圧不安定と対流の共存を考慮していない (対流が鉛直混合、傾圧波が等密度面輸送として作用する) 中層水形成過程 [e.g., *Marshall 1997*] とは、量的にあるいは質的に大きくことなっている可能性が高い。そこで、以下ではまず対流過程と傾圧不安定過程が互いにどのような影響を及ぼしあっているのかを具体的に明らかにする。

4 純粋な傾圧不安定及び純粋な対流不安定との比較

上で見たように現象は傾圧不安定と対流不安定(及び対称不安定)の現象が相互に影響しあって生じている。本節では、前節までの実験結果を純粋な傾圧不安定や対流及び対称不安定とそれぞれ比較することで、これらの不安定が共存する場合の相乗効果を具体的に明らかにする。

そのためまず、エネルギーの時間発展を現象の水平スケール毎に分離して調べる。これまで見たように、傾圧波の水平スケールは 5km 以上、対流及び強い前線下降流の水平スケールは約 1km と、異なる二つの水平スケールが存在する (e.g., 図 6)。この特徴は鉛直流パワースペクトル $(\tilde{w}_{kl}^* \tilde{w}_{kl})/2$ の波数空間 (k, l) 上での分布に最も良く見ることができる。ここで \tilde{f}_{kl} は任意の関数 $f(x, y)$ に対して

$$\tilde{f}_{kl} = \frac{1}{L^2} \int_0^L \int_0^L f(x, y) \exp(i \frac{2\pi}{L} kx) \exp(i \frac{2\pi}{L} ly) dx dy$$

$$i = (-1)^{1/2}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad l = 0, 1, 2, \dots$$

で定義されるフーリエ変換である。また $()^*$ は共役複素数を表す。図 11a は鉛直積分した鉛直流パワースペクトルの 9 日目における波数空間上の分布を示す。波数 $(k, l) \simeq (10, 5)$ 及び $(k, l) \simeq (2, 40)$ 付近に二つのスペクトルピークが存在し、これらはその波数空間上での位置を変えながらも実験終了時まで別々のままであった(図 11b)。二つのピークの境界は $(k^2 + l^2)^{1/2} = 20$ 付近に位置している(図 11 の破線)。これら二つのピークのうち前者は傾圧波に対応し、後者は対流及び強い前線下降流に対応している。ただし、傾圧波が非線型段階に達するまでは、(強い前線下降流は生じていないため)後者のピークは対流そのものに対応するが、非線型段階に達した後は対流と強い前線下降流の両者を含んでいることに注意が必要である。また対称不安定に起因する斜向対流も、強い前線下降流域でのみ発生していると考えられることからこのピークに含まれる。さらに鉛直流が小さいため図 11 には見られないが、平均流に相当する三つ目のピークが東西流パワースペクトル(図省

略) の $(k, l) = (0, 2)$ 付近に存在する。

これらのスペクトル構造から、流速場を以下のように波数空間上で分類し、それぞれ B 成分 (傾圧波)、C 成分 (対流・強い前線下降流)、及び Z 成分 (東西平均流) と名付ける。

$$\begin{aligned}
 \text{B: } & (k^2 + l^2)^{1/2} < 20, \quad k \geq 1 \\
 \text{C: } & (k^2 + l^2)^{1/2} \geq 20 \\
 \text{Z: } & l < 20, \quad k = 0
 \end{aligned} \tag{4}$$

図 12 は 8 日目における流速及び密度分布を、全成分の和 (図 12a) とそれぞれの成分 (図 12b,c,d) に分けて示したものである。Z 成分は海盆規模の密度場と地衡流バランスした流れで (図 12b)、B 成分は傾圧域で発達している密度偏差とそれに対応する渦で (図 12c)、C 成分は水平流と同程度の大きさの鉛直流で (図 12d)、それぞれ特徴付けられる。また図 12e,f,d は全成分及び B 成分の傾圧域中心 ($y = 12.5\text{km}$) での南北流と密度の東西断面図 (図 12e,f)、さらに B 成分の海面での変動 (図 12g) を示すが、やや乱れてはいるもののその位相関係は傾圧不安定の線型理論 [e.g., Eady 1949] から予想されるものと良く一致している (例えば平均流のシアーと同じ方向に向いた密度偏差の位相分布とそれに逆向きに傾いた南北流の位相等)。これらの結果は、(4) 式に基づく傾圧波等の分類がおおむね成功していることを示している。

以上の分類に基づき各成分に対する運動エネルギーを以下のように定義し、

$$\begin{aligned}
 KE_B &= \frac{1}{2} \sum_{\text{domain } B} \int_{-D}^0 \tilde{\mathbf{u}}_{kl}^* \cdot \tilde{\mathbf{u}}_{kl} dz \\
 KE_C &= \frac{1}{2} \sum_{\text{domain } C} \int_{-D}^0 \tilde{\mathbf{u}}_{kl}^* \cdot \tilde{\mathbf{u}}_{kl} dz \\
 KE_Z &= \frac{1}{2} \sum_{\text{domain } Z} \int_{-D}^0 \tilde{\mathbf{u}}_{kl}^* \cdot \tilde{\mathbf{u}}_{kl} dz
 \end{aligned} \tag{5}$$

それぞれを傾圧エネルギー (KE_B)、対流エネルギー (KE_C)、東西流エネルギー (KE_Z) と呼ぶ。このような分類は傾圧波や対流のエネルギーを厳密に区別するものではないが、その

時間発展は十分捉えることが可能である。

こうして得られた KE_B と KE_C の時間発展を図 13a,b にそれぞれ実線で示す。 KE_B (図 13a) は 3.5 日目から 5.5 日目にかけて著しく増加し、 $10^{-5}m^2s^{-2}$ 程度まで達した後、比較的緩やかに 8 日目頃まではほぼ一定の成長率 (7.3×10^{-6} ; 5.5 日目から 8 日目) で増加する。成長率はその後徐々に減少してゆくが、実験終了 (15 日目) まで成長を続け、 $10^{-2}m^2s^{-2}$ を越える値に達する。このような時間発展のうち 3.5 日目から 5.5 日目における急激な増加は、対流の発生と同期している。その後の 8 日目までの比較的緩やかな成長は、傾圧波の線型的な発達に対応している。一方 8 日目以降に成長率が小さくなっているのは傾圧波が有限振幅に達し、浮力の解放が減少したためと、非線型効果によって平均流加速が生じていることが主な原因である。一方対流エネルギー KE_C を見ると (図 13b)、初期対流の発生した 3-4 日目に急激な増加が見られるが、それ以降 8 日目までは徐々に増加している。これは対流が時間とともに深まることによって対流活動が活発化しているためである。一方 8 日目以降はほぼ一定 ($\sim 4.2 \times 10^{-4}m^2s^{-2}$) となっている。これは対流の深まりと前線域での下降流の強化がエネルギーの増加に寄与する一方で、傾圧波の成長に伴う再成層が生じることで対流域が狭まりエネルギーが減少する結果、ほぼ一定値にとどまっていると考えられる。

次に、純粋な傾圧不安定と対流及び対称不安定との比較を行なうために、新たに三つの実験を行なった。まず純粋な傾圧不安定の実験 (実験 BARO と呼ぶ) では、海面の冷却を与えずに実験 REF と同じ初期条件から時間積分を行なった。この場合、図 14 に示すように傾圧不安定が初期の密度・流速場に起因して発達する。しかし、実験開始後 15 日が過ぎても傾圧波が形成する下降流は極めて小さい ($w \simeq 10^{-8}ms^{-1}$)。実験 BARO の傾圧エネルギー KE_B の時間発展 (図 13a の長い破線) を実験 REF のそれと比較すると、両者には二つの大きな違いが見られる。その一つは実験 REF で見られる対流発生時の KE_B の急激な増加が実験 BARO には見られないことであり、もう一つはその後の成長率が BARO (6 日目

から 15 日目までの平均値で $1.6 \times 10^{-6} s^{-1}$) では REF(5.5 日目から 8 日目までの平均値で $7.3 \times 10^{-6} s^{-1}$) の 1/4 以下でしかないことである。そのため実験 BAR0 で傾圧不安定が有限振幅にまで発達するには、成長率が同じならばさらに約半年の時間積分を要することになる。このように実験 REF において比較的短時間に傾圧不安定が有限振幅にまで発達するためには対流の存在が不可欠であることがわかる。

上で見た REF と BAR0 の二つの違いを分離して調べるため、対流発生時における KE_B の急激な増加が終了した 6 日目に冷却を停止する実験(実験 BAR6 と呼ぶ)を行なった。この場合、7 日目頃には対流は消滅し、さらに地衡流調節に伴う再成層が生じ、8 日目には純粋な傾圧波が線型的に成長する(図 15a,b)。しかし実験 BAR6 での KE_B (図 8a の短い破線)の時間発展からわかるように、6 日目以降の成長率($2.1 \times 10^{-6} s^{-1}$)は実験 BAR0 から 25% ほど増加するにとどまり、実験 REF に比べると 1/3 ほどでしかない。以上から実験 REF における傾圧波の発達にとっては、3.5 から 5.5 日目の対流発生がそのエネルギーを大きく増加させるということだけでなく、以後も(～12 日目)その大きな成長率を維持するために対流の存在が不可欠であることがわかる。さらに 12 日目には実験 BAR6 でも傾圧波が有限振幅にまで発達し(図 15c,d,e)、それに伴って形成された密度前線付近では等密度面に沿った下降流が形成されるが(図 15c,e; $(x,y) \simeq (8km, 35km)$)、その鉛直流の大きさは最大で $-1.8 \times 10^{-3} ms^{-1}$ であり、実験 REF($-4.7 \times 10^{-2} ms^{-1}$)の 1/20 以下と極めて小さい。またこのように下降流が弱いため、海面起源水の沈降も REF と比較してずっと浅い(図 15e)。また 30 日目まで時間積分を行なうと(図 15f)、BAR6 の傾圧エネルギー KE_B は実験 REF 以上に達し、傾圧波はモデル海盆全域に達しより強い密度前線を形成するが、そこでの下降流はむしろ 12 日目と比較して小さいものであった(最大で $-1.5 \times 10^{-4} ms^{-1}$)。この結果は、密度前線に沿った下降流の強度に対しては対流(冷却)の存在が大きく影響していることを明示している。また BAR6 に見られる下降流域では対称不安定的に中立な状況は見られないため、対称不安定過程に対しては対流の存在が関与していることが確認さ

れる。

一方純粋な対流及び対称不安定の実験(実験 CON と呼ぶ)は実験 REF と同じ初期・境界条件のもとで傾圧不安定の発達不可能な鉛直 2 次元モデルを用いて行なった(図 16)。海面冷却によって発生した対流が鉛直混合を引き起こし 8 日目頃までは実験 REF と良く似た結果を示す(図 16a 及び図 7a)。実際対流エネルギー KE_C の時間発展を見ると(図 13b 破線)、REF と良く似た振舞をしている。対流発生時刻がわずかにずれているが、これは実験 REF で最も成長の速いモードであった平均流を横切るロール状の対流[付録 B 参照]が 2 次元モデルでは再現不可能なため、成長率のやや小さい平均流に平行なロール状の対流モードが実験 CON で発生していることに起因すると考えられる。一方 8 日目以降は、実験 REF で傾圧波が有限振幅に達するため、両者に大きな違いが現れる。先に見たように実験 REF では有限振幅の傾圧波の発達とともに傾圧域での再成層が進行し対流が抑えられる。実際図 13b の KE_C の時間発展を見ると、実験 CON では増加し続け、15 日目には $9.0 \times 10^{-4} m^2 s^{-2}$ にまで達しているのに対し、実験 REF では約半分の $4.2 \times 10^{-4} m^2 s^{-2}$ となっている(ただし、15 日目における実験 REF の KE_C には強い前線下降流のエネルギーが含まれているため、純粋な対流のエネルギーはさらに小さい)。それにもかかわらず、12 日目の結果(図 16b と図 7b)を比較するとわかるように、実験 REF の方が海面起源水の下層への沈降が顕著である。特に $y \simeq 7km, 45km$ 付近で両者の違いが大きく、実験 CON では最大 200m までしか達していないのに対し、実験 REF では 400m まで達している。さらに、実験 CON でこの時刻における鉛直流の最大値は $-1.8 \times 10^{-2} ms^{-1}$ でしかないのに対し、実験 REF での強い前線下降流は $-4.7 \times 10^{-2} ms^{-1}$ にも達しており、純粋な対流の 2 倍以上にも強化されていることは注目に値する。また、実験 CON では対称不安定が冷却期間中明瞭に見られなかった。同様の結果は *Straneo and Kawase* [1999] でも報告され、すでに述べたように対称不安定性を決める等運動量面に沿った不安定成層の強さ[e.g., *Haine and Marshall* 1998]が十分強くなかったためと思われる。実験 REF の密度・流速構造が傾

圧波が有限振幅に達するまで(8日目まで)実験 CON と大きく変わらないことを考慮すると、この結果から実験 REF に対して次の二つが確認される。まず、実験 REF でも傾圧波が有限振幅にまで発達するまでは対称不安定が生じていない。そのため、上で見た実験 REF での傾圧波の成長の加速は鉛直対流によって引き起こされていると考えられる。さらに、強い前線下降流域で見られる対称不安定的に中立的な状態が生じていたが、これは傾圧波が有限振幅に達した結果生じている。

以上の三つの比較実験 (BAR0, BAR6, CON) から、実験 REF で生じている傾圧不安定と対流不安定(海面冷却)とが共存する場合の相乗効果は以下の二つに大別できる。一つ目は、傾圧波の成長は「鉛直」対流によって加速されるということである。鉛直対流は発生時に傾圧エネルギーを急激に増加させるとともに、その後の成長率も対流がない場合に比べ3から4倍に増加させる。この結果傾圧波は比較的短時間で有限振幅に発達することができ、いち早く中層水形成過程に重要な役割を果たすようになる。二つ目は、対流(冷却)の存在は有限振幅にまで発達した傾圧波が引き起こす前線付近に形成される等密度面に沿った下降流を著しく強化する。この下降流は、純粋な対流が形成する下降流よりも2倍以上強く、そのため純粋な傾圧不安定と純粋な対流がそれぞれ形成する下降流の単純な和よりも大きな下降流が形成されている。また冷却がある場合には対称不安定的に中立な状況が強い前線下降流域でのみ見られることから、強い前線下降流に関与していると考えられる斜向対流は対流過程と前線形成過程(傾圧不安定過程)に起因して生じていると考えられる。このようにして傾圧不安定と対流不安定が共存することで形成された強い前線下降流は、海面起源水の効果的な下層への沈降を生じさせており、傾圧海洋中での中層水形成過程において本質的な役割を果たしていると言える。次節ではこれら二つの相乗効果について、それぞれ詳しく調べることにする。

5 傾圧不安定と対流不安定の相乗効果

5.1 傾圧波の成長の加速

まず、ここでは鉛直対流 (海面冷却) が傾圧波の成長を加速するメカニズムを、(5) 式で定義された傾圧波のエネルギー解析を行なうことで明らかにする。傾圧エネルギー KE_B の発展過程は、(1) 式で表される運動方程式から得られる波数空間上での運動エネルギー方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} KE_B = \sum_{\text{domain } B} \int_{-D}^0 \left(C_{kl}[\mathbf{u}, -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}] + \frac{g}{\rho_0} \text{Re}\{\tilde{\rho}_{kl} \tilde{w}_{kl}^*\} + C_{kl}[\mathbf{u}, (\mathbf{v}_h \nabla_h^2 + \mathbf{v}_z \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \mathbf{u}] \right) dz \quad (6)$$

を用いて評価することができる [e.g., Hayashi 1990]。ここで $\text{Re}\{\}$ は実数部を表し、 $C_{kl}[\mathbf{a}, \mathbf{b}]$ は

$$C_{kl}[\mathbf{a}, \mathbf{b}] = \text{Re}\{\tilde{\mathbf{a}}_{kl}^* \cdot \tilde{\mathbf{b}}_{kl}\}$$

と定義される。(6) 式の右辺第一項は移流による他の成分 (C 成分、Z 成分) から B 成分への運動エネルギーの変換を表し、第二項は浮力による位置エネルギーから運動エネルギーへの変換、最後の項は渦粘性に伴う散逸を表す。図 17 は (6) 式から定義される成長率 ($\sigma = 0.5 \times (\partial KE_B / \partial t) / KE_B$) 及びそれに対する右辺各項の寄与の時間変化を表している。

まず対流発生初期 (3.5-4.5 日目) における KE_B の著しい増加は移流と浮力によって生じているが、その後 8 日目頃までは量的には小さいが主に浮力が持続的な KE_B の成長を維持している。さらに時間が経過すると浮力の寄与は減少し、その結果成長率も徐々に小さくなってゆく。すでに述べたように、この浮力の仕事の減少は傾圧波が有限振幅に達したために生じているが、その過程の詳細な解明にはさらなる検討が必要と考えられる。

対流発生初期の KE_B の増加は対流ブリュームの発生と関係していることは前節までに見てきた通りであるが、それが移流と浮力を通じてどのように KE_B を増加させているのかを明らかにするため、3.75 日目における運動エネルギースペクトルを図 18a に示す。こ

の時刻には対流に伴うスペクトルピークが $(k, l) \simeq (10, 55)$ を中心に、平均流に伴うスペクトルピークが $(k, l) \simeq (0, 2)$ に見られるのに対し、傾圧波に伴うピークは識別できない程小さい。その代わり、他の二つのピークが $(k, l) \simeq (20, 110)$ と $(k, l) \simeq (0, 0)$ を中心に見られるのが特徴的である(それぞれ高波数ピーク、低波数ピークと呼ぶ)。この高・低波数ピークは対流ピークの発達と同調して波数空間上での面積を広げながら急速に成長し、また高波数ピークの波数は対流ピークのその約2倍にあたっている。これらのことから、高・低波数ピークは近い波数 $k, k + \Delta k, (\Delta k \simeq 0)$ を持った対流成分の非線形効果により形成された波数 $2k$ と Δk を持つ成分に対応すると考えられる。実際、波数空間上での移流項の分布を調べると(図 18b)、この二つのピークに対応した波数域にピークが見られる。このように非線形効果で発達する二つのピークのうち低波数ピークは傾圧波の波数域(domain B)内のエネルギーを増加させる。さらにこのようにして強制された運動はその波数での位置エネルギーを解放するため、浮力によってもエネルギーが増加する(図 18c)。一方図 7a にも見られるように、対流は対流自身の持つスケール(約 1km)に加え、初期密度場の南北変化に起因して約 5km($l \sim 10$)の水平スケールでもわずかに変動しているため、このスケール($l \sim 10$)での位置エネルギーの解放がさらに増加している(図 18c)。そのため、移流よりも浮力の方が KE_B の増加に大きく寄与する結果となったと考えられる。

このように、対流発生時の著しい KE_B の増加は、水平スケールの小さい対流の運動エネルギーが移流や初期密度場の空間変化によって、より大きな水平スケールの傾圧波の運動エネルギーに変換されたことに起因している。この著しいエネルギー増加のため傾圧波はその後数日のうちに有限振幅にまで発達する。言い換えれば、対流は傾圧波にとって非常に効果的な初期擾乱となっているわけである。現実の海洋においては対流以外にも擾乱として作用する現象が存在する(例えば風による乱れ)ため、対流が唯一の擾乱源というわけではない。しかし、強い海面冷却によって活発な対流が発達すれば、他の現象がなくても傾圧不安定が数日のうちに有限振幅にまで発達し、効果的な中層水形成を引き起こし

得るという結果は注目に値する。

対流発生後、傾圧波は主に浮力に伴う位置エネルギーの解放によって発達してゆくが(図 17)、その成長率は対流(冷却)のない場合(BAR0, BAR6)に比べ、3 から 4 倍大きいものであった。実際、成長率に対する浮力の寄与を BAR0 や BAR6 と比較すると(図 19)、実験 REF での値は 2 から 4 倍程度大きく、初期対流の発生後も対流(冷却)の存在が位置エネルギーの解放を通じて傾圧波の成長を加速していることがわかる。(実験 BAR6 の浮力による成長率は BAR0 に比べ 2 倍ほど大きい、これは冷却を停止した後十分に平衡状態に達していないためと思われる。この浮力による位置エネルギーの解放とほぼ同程度に強い渦拡散による散逸が生じているため、BAR6 の成長率は BAR0 の 1.25 倍程度となっている。)このように浮力による持続的な成長率の増加は、対流運動の結果生じた密度構造の変化が大きな原因の一つとなると予想される。そこで、その効果を分離して評価するため、対流運動を抑える一方で対流がもたらす密度変化の効果だけを作用させるいわゆる対流調節過程を組み込んだ実験(実験 ADJ と呼ぶ)を行なった。具体的には、海面冷却によって生じた不安定成層域で $20\text{m}^2\text{s}^{-1}$ の鉛直拡散係数を与える。この拡散係数の値は実験 REF で生じた最大の鉛直流 ($\sim -4 \times 10^{-2}\text{ms}^{-1}$) とそれが達する最大の深さ ($\sim 500\text{m}$) との積として見積もった。また、対流発生後の傾圧波の成長過程に対する対流の役割を明らかにするため、初期の対流発生に伴う傾圧エネルギー KE_B の著しい増加が完全に終了した時刻(6 日目)に対流調節を開始した。(実験開始時から対流調節を行なった場合には、対流発生時の急激な傾圧エネルギー KE_B の増加が生じないため、傾圧波が有限振幅にまで発達するのに時間がかかる。)

このような対流調節により、対流運動が生じないことと表層 50m 以浅に形成される強い不安定成層(e.g., 図 10)が中立成層に変化する以外は、実験 REF とほぼ同様の結果が得られた。例えば図 20a,b は ADJ の 8 日目における鉛直流速と密度の水平断面図と、B 成分の南北流速と密度の東西断面図を示しているが、REF のそれ(例えば図 12a,f)と良く対応

していることがわかる。実際、傾圧エネルギー KE_B (図 13a の 1 点鎖線) も実験 REF と非常に良く似た時間発展をしており、エネルギー解析の結果からその成長は主に浮力の解放によって生じていることがわかった (図 20c)。ADJ では不安定成層は対流調節によって解消されているため、そこで発達する変動に対流の成分は含まれない。これらの結果から、ADJ で発達している波は傾圧波であることが示される。そのため実験 REF で B 成分の波数域にピークを持って発達する波も傾圧波である事が確認できる。

実験 ADJ での成長率 $6.5 \times 10^{-6} s^{-1}$ (6.5 日目から 8 日目の平均) は、実験 REF のそれ ($7.3 \times 10^{-6} s^{-1}$) のおよそ 90% にも達し、そのうち浮力の寄与は実験 REF の約 3/4 となっていた (図 19)。これらの結果から、傾圧波の成長に対する対流の影響は主に対流に伴って生じた密度構造の変化によることがわかる。図 20a は 8 日目における各実験 (REF, ADJ, BAR0, BAR6) での浮力による成長率と成層の強さの関係を、浮力による位置エネルギーの解放が卓越している深さ ($-300m \leq z \leq 0m$) での平均値を用いて示したものである。この図からわかるように、成長率が大きくなる BAR0, BAR6, ADJ, REF の順に成層が弱まっており、逆に対流が成層を弱めることで成長率を大きくしていることを示唆している。これらの線型段階の傾圧波の空間構造を良く見ると、実験 BAR0 では海面と密度躍層内における平均場の渦位 \bar{q} の南北勾配 $\partial \bar{q} / \partial y = -\partial^2 u / \partial y^2$ に起因して発達する Charney [1947] 型の傾圧波である (図 14b)。一方 REF 及び ADJ で発達している傾圧波は、鉛直一様な混合層の底 (8 日目で水深約 200m) から密度躍層までの成層の著しく変化している深さ (約 200m から 300m) に南北流速や密度偏差のピークが存在することから (図 12e,f)、この深さを境界面とした場合に発達する Eady [1949] 型の特徴を持つ。またこの時刻においては BAR0 も Eady 型の特徴が見られる (図 15b) (ただし、これらの Eady 型の特徴は再成層が進行するにつれて消滅する)。このように発達している傾圧波の型は異なっているものの、成長率が成層の強さに反比例して大きくなるということは Eady [1949] ($\sigma \sim 0.31 f Ri^{-1/2}$) や Charney [1947] ($\sigma \sim 0.29 f Ri^{-1/2}$) の線型理論に共通する関係である ($Ri = N^2 / (\partial u / \partial z)^2$)

はリチャードソン数)。一方 *Haine and Marshall* [1998] は、対流混合層内ではしばしばリチャードソン数が小さい ($Ri \simeq 1$) ことを指摘し、そのため混合層内で発達する傾圧波を、*Eady* [1949] の線型理論をリチャードソン数が十分小さい場合にまで拡張した *Stone* [1971] の理論 ($\sigma \sim 0.31f(1+Ri)^{-1/2}$) と比較して議論を行なっている。実際、ここでの実験においても、冷却がある場合には対流混合層内のリチャードソン数は小さく ($Ri \sim 1$)、またその場合の傾圧波は *Eady* 的な振舞を示している。そのためここでは各実験で得られた成長率を *Stone* の線形理論と比較した (ただし実験 BARO の傾圧波は *Charney* 型の特性を持つが、*Stone* の理論はリチャードソン数が大きい場合には *Eady* の理論に漸近し、かつ *Eady* と *Charney* の成長率とリチャードソン数の関係は大きく変わらない (比例係数の差は 8% 程度) ことから、実験 BARO の傾圧波に *Stone* の理論を適用してもそれほど大きな問題は生じないと考えられる)。その結果、実験数が少ないものの *Stone* の理論と概ね一致する結果が得られた (図 21b) ($\sigma = 0.25f(1+Ri^{-1/2}) - 0.04$)。また図には示さないが *Eady* [1949] や *Charney* [1947] の線型理論とも概ね一致する結果が得られた ($\sigma = 0.22fRi^{-1/2} - 0.03$)。これらの結果から、対流は成層を弱め傾圧不安定性を弱めることで、傾圧波の成長を加速していると言える。一方、*Straneo and Kawase* [1999] は様々な密度場に冷却を加えた時の密度の時間変化を検討した結果、本研究で用いたような初期密度場に一樣冷却が加わった場合には水平密度勾配が時間とともに減少し、その結果傾圧不安定性が減少する可能性を指摘した。実際本実験でも水平密度勾配は時間とともに減少していた (図省略)。しかしながら、現実には密度の水平勾配の減少よりも成層の弱まりの効果が卓越し、その結果彼らの予想とは逆に傾圧不安定の成長は速まる。また、傾圧波の波長と線型理論との関係はより多くの実験を行なう第 7 節のケーススタディで詳しく述べる。

実験 ADJ でさらに興味深いことは、傾圧波が有限振幅に成長し密度前線形成に伴う強い下降流が発生する段階でも実験 REF と同様に強い前線下降流が形成されていることである。図 22 は 12 日目における結果を示し、図 22a は図 6c と同様の水平断面図を示して

あるが、実験 REF と同様傾圧域外縁部 ($2\text{km} \leq y \leq 10\text{km}$, $40\text{km} \leq y \leq 48\text{km}$) に密度前線を伴った強い下降流が形成されていることがわかる。図 22b には図 10 と同様強い前線下降流を横切る南北断面図を示しているが、この時点での前線下降流は最大で $-4.2 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$ に達し、海面起源水の下層への沈降は $y \simeq 41\text{km}$ で最大 400m にまで及んでいる。このことから、前線下降流の強化やその結果生じる海面起源水の沈降も、密度逆転によって駆動される対流運動とは本質的には関係なく、その結果生じる密度場の変化に関係していると考えられる。また実験 REF でも対称不安定的に中立な状況が前線下降流域で生じていることから、対称不安定過程に対する対流の影響も本質的には密度変化であると考えられる。次小節ではこれらの過程についてより詳細に調べる。

5.2 強い前線下降流の形成

前小節までに、幅の狭い領域 ($\sim 1\text{km}$) で生じる強い前線下降流の形成には前線形成過程と対流不安定過程 (及び対称不安定過程) が密接に関わっており、その際対流過程の果たす本質的な役割は密度変化を引き起こすことであることが明らかになった。そのため、ここでは対流に伴う密度変化が、どのように前線域で形成される等密度面に沿った下降流を強化しているのかを検討する。

まず、強い前線下降流と前線形成過程に伴う下降流との関係を明らかにするため、半地衡流近似下で得られるオメガ式 [Hoskins and Draghici 1977]、

$$(\nabla_H^2 q_g + f^2 \frac{\partial^2}{\partial Z^2}) f \zeta_g^{-1} w = 2 \nabla_H \cdot \mathbf{Q} \quad (7)$$

を評価する。上式に用いられた地衡流座標系における変数は以下のように表される [Hoskins 1975]。

$$X = x + v_g f^{-1}, \quad Y = y - u_g f^{-1}, \quad Z = z$$

$$\begin{aligned}
\nabla_H &= \left[\frac{\partial}{\partial X}, \frac{\partial}{\partial Y} \right] \\
\mathbf{Q} &= \frac{g}{\rho_0} \left[\frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial X} \cdot \nabla_H \rho, \frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial Y} \cdot \nabla_H \rho \right] \\
\xi_g &= \left[-\frac{\partial v_g}{\partial z}, \frac{\partial u_g}{\partial z}, f + \frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y} \right] + f^{-1} \left[\frac{\partial(u_g \cdot v_g)}{\partial(y, z)}, \frac{\partial(u_g \cdot v_g)}{\partial(z, x)}, \frac{\partial(u_g \cdot v_g)}{\partial(x, y)} \right] \\
q_g &= -\frac{g}{f\rho_0} \xi_g \cdot \nabla \rho
\end{aligned}$$

ここで $\mathbf{u}_g = (u_g, v_g)$ は地衡流、 ξ_g は絶対渦度、 ζ_g はその鉛直成分である。また q_g はアーテルの渦位で、地衡流座標系においては一般座標系における成層の強さ N^2 に対応し、静的安定性を決める物理量となっている。実際 q_g が負の場合には対称不安定が発達し、非静水圧的な流れが卓越すると予想される。このため静水圧近似を仮定しているオメガ式を用いた評価は、 q_g が正の領域で妥当であることに注意が必要である。(7) 式の右辺 ($2\nabla_H \cdot \mathbf{Q}$) は地衡力と呼ばれ、鉛直流 (w) の形成に対する地衡流場 (\mathbf{u}_g) や密度場 (ρ) の効果を表現している。一例として渦位が一様で鉛直流が $w = W \exp i(kX + lY + mZ)$ で与えられる場合を考えると、(7) 式は

$$w = \frac{\zeta_g}{f} \frac{-2\nabla_H \cdot \mathbf{Q}}{(k^2 + l^2)q_g + m^2 f^2}$$

となり、地衡力 ($2\nabla_H \cdot \mathbf{Q}$) 及び相対渦度の鉛直成分 (ζ_g) が大きく、また渦位 (q_g) が小さいほど強い下降流 ($w < 0$) が形成されることがわかる。以下では、実験 REF, ADJ, BAR6 の結果を用いて (7) 式の両辺を評価し、下降流 w の形成の要因を検討するが、実際の計算は各種のノイズを除くため密度 (ρ) 及び鉛直流速 (w) に平滑化を施し、地衡流 \mathbf{u}_g は平滑化した密度分布から海底を無流面として求めた。

図 23 は 12 日目における深さ 200m での (7) 式の左辺 (図 23a) と右辺 (図 23b) 及び渦位 q_g (図 23c) の分布を示したものである。図には渦位が負の領域を濃い陰影で、また図 23a, b では値が正の領域を薄い陰影で示してある。(7) 式の右辺と左辺を比較すると、対流域 ($0\text{km} \leq y \leq 4\text{km}, 20\text{km} \leq y \leq 30\text{km}, 46\text{km} \leq y \leq 50\text{km}$ 、図の右端に濃い細線で示された領域) では両辺の空間的な分布やその大きさに大きな違いが見られるものの、傾圧域

($4\text{km} \leq y \leq 20\text{km}$, $30\text{km} \leq y \leq 46\text{km}$ 、図の右端の薄い太線で示された領域)においては、小さな空間スケールでの不一致や定量的な差(表 1) 以外は概ね一致している。特に尖鋭な密度前線に伴って生じる強い下降流の領域では大きな地衡力が見られることから (e.g., 図 6c)、前線形成過程が傾圧域に生じる下降流の定性的な特徴(水平位置等)を決めていることがわかる。同様の解析を ADJ の結果を用いて行なったところ、REF と同様(7)式の右辺と左辺に小さな空間スケールの不一致や定量的な差(表 1)が見られたが、下降流の分布はやはり地衡力の分布と一致し、そのため下降流の定性的な特徴は前線形成過程によって決められていることが確認された。一方 BAR6 の場合は(7)式の両辺は定量的にも良く一致し、下降流が前線形成過程を通じて形成されていることがわかった。

次に対流が前線形成過程に起因する下降流に及ぼす影響を定量的に評価するため、実験 REF, ADJ, BAR6 における傾圧域での地衡力、渦位、絶対渦度の鉛直成分の下降流域($w \leq 0$)での平均値を比較した(表 1)。その結果、絶対渦度の鉛直成分に大きな変化は見られないものの、実験 REF では実験 BAR6 に比べ、渦位は約半分程度にまで小さくなり、かつ地衡力が 4 から 5 倍ほど大きくなっている。一方、実験 ADJ では実験 REF と大きく変わらないことから、対流は密度変化を通じて渦位を弱めかつ地衡力を強化することで、前線形成過程に起因する下降流を強化していることがわかる。

Chan and Cho [1991] は大気中での前線形成過程に対流が果たす役割を、2 次元 ($X-Z$) 半地衡流モデルを用いて地衡流のシアーが一定 ($\nabla_H u_g = (\partial u_g / \partial X, 0) = (\text{const.}, 0)$) の場合について調べ、凝結熱の放出に伴う局所的な加熱が密度のラプラシアン ($\nabla_H^2 \rho = \partial^2 \rho / \partial X^2$) を強化することで地衡力 ($2\nabla_H \cdot \mathbf{Q} \sim \partial^2 \rho / \partial X^2$) が強まることを示した。本実験においては現象が 3 次元的事であることや地衡流の水平シアーは一定でないなど Chan and Cho [1991] で考慮された単純な状況とは異なるものの、同様のメカニズムが冷却(対流)と水平収束流によって働いていると考えられる。すなわち、海面冷却によって表層 50m 付近までに蓄積された高密度海水がすでに発生している傾圧波に伴う水平収束流によって前線域に集

められ、下降流がこのようにして蓄積された高密度海水を下層に移流する。その結果そこでは高密度化が下降流の水平スケール ($\sim 1\text{km}$) で生じ、それに伴って密度勾配が下降流域で強化され、*Chang and Cho* [1991] の場合と同様に地衡力が強化されると考えられる。このメカニズムは対流調節を行なっている場合にも働き、その意味で対流に伴う密度変化が本質的である。

一方対流に伴う密度変化は渦位 q_g を小さくしているが、すでに述べたように前線域 (強い下降流域) では渦位が 0 の状況 (対称不安定的に中立な状況) が局所的に生じている。この対称不安定的に中立な状況は対流に伴う密度変化と前線形成過程によって形成されていると考えられたが、そのメカニズムは以下のように説明される。前線形成過程によって一方向の空間スケールが小さくなり、例えば $(x, y) = (35\text{km}, 45\text{km})$ 付近に位置する後屈前線付近では、

$$\partial/\partial x \ll \partial/\partial y < \partial/\partial z,$$

となるため、局所的に 2 次元 ($\partial/\partial x \simeq 0$) な運動が $y-z$ 面内に引き起こされる。この時渦位 q_g は

$$q_g \simeq -\frac{\partial u_g}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \left(\frac{\partial u_g}{\partial y} - f \right) \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (8)$$

で近似される。対称不安定は $q_g > 0$ で安定、 $q_g = 0$ で中立、 $q_g < 0$ で不安定である。右辺第一項の $\partial \rho / \partial y$ と $\partial u_g / \partial z$ は温度風の関係 ($\partial u_g / \partial z = (g/\rho_0 f) \partial \rho / \partial y$) から同符号となっている。前線形成過程が発達する ($\partial/\partial y \rightarrow \infty$) と、その絶対値は大きくなるため右辺第一項は前線付近で大きな負の値となる。一方前線付近で生じる対流に伴う密度変化は $|\partial \rho / \partial z|$ を小さく保つため、(8) 式の右辺第二項は相対的に小さな値に保たれる。その結果、大きな負の渦位が強い前線下降流域に引き起こされ、対称不安定が局所的に強められる。

このように鉛直対流と前線形成過程が共存することで強められた対称不安定は、密度前線域で等密度面に沿った斜向対流 (下降流) を発生させ、対称不安定的に中立な状況 $q_g = 0$ を形成する。そのため等密度面に沿って形成される強い前線下降流の鉛直流の一部は、斜

向対流に起因していると考えられる。実際斜向対流の発生が予想される REF 及び ADJ では、(7) 式の右辺よりも左辺の方が大きい。このことは、実際に生じている下降流は半地衡流オメガ式から見積もられた下降流 (即ち前線形成過程に起因する下降流) よりも大きいことを示している。そのため、このような非静水圧的な斜向対流が前線形成過程に起因して生じる下降流を定量的に強化していると予想される。さらに、すでに述べたように q_g が小さい場合には前線形成に起因する下降流も強化されることが考えられるが、特に対称不安定的に中立な状況 ($q_g \simeq 0$) では、その効果が顕著となる [e.g., Emanuel 1985]。このように対称不安定が生じた結果も前線形成過程に起因する下降流を著しく強化する。

このように定性的には前線形成過程に支配される強い前線下降流は、定量的には前線形成過程に起因する下降流が鉛直対流によって強化されることに加え、斜向対流に起因する下降流もその強化に寄与していると考えられる。それらの寄与がどの程度であるのかを定量的に評価することは難しいが、いずれの場合も対流に伴う密度変化に起因して強化されているため、対流が前線形成過程に起因する等密度面に沿った下降流を量的に強化することで、強い前線下降流が形成されていると見ることができる。

6 中層水形成過程

すでに見たように、傾圧波と対流の相乗効果によって生じる強い前線下降流が高気圧性循環を伴う海面起源水のパッチを下層に形成する (e.g., 図 6c 及び図 8a)。ここでは標識粒子を用いたラグランジュ解析を行ない、この強い前線下降流によるパッチの形成過程、すなわち海水のサブダクション過程を詳しく調べる。粒子の軌跡は *Awaji* [1982] の手法を参考に、 \mathbf{x} を時刻 t の粒子の位置、 \mathbf{x}_0 をその初期値として、運動学的関係式

$$\frac{d\mathbf{x}(\mathbf{x}_0, t)}{dt} = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \quad (9)$$

を 4 次のルンゲ・クッタ法を用いて時間積分することで求めた [付録 A 参照]。積分の時間間隔は 216 秒とし、粒子の各位置・時刻の流速場は、1.5 時間おきに保存した流速場を時空間的に線型補間することで求めた。粒子の初期位置は各グリッド ($195\text{m} \times 195\text{m} \times 33\text{m}$) の中央に海面から 400m の深さまで配置し、4 日目から 15 日目までの時間積分を行なった。

図 24 は 12 日目に $(x, y) = (35\text{km}, 45\text{km})$ 付近を中心に 250m 以深で明瞭に見られる海面起源水 (ここでは $C \geq 0.5$ の海水と定義する) の典型的なパッチ (図 8a に矢印で示す) を構成する代表的な 7 つの粒子の軌跡を、4-7 日 (図 24a,b)、7-12 日 (図 24c,d)、12-15 日 (図 24e,f) の期間別に水平・鉛直断面に投影してそれぞれ示している。基準とした水深 250m という深さは実験 CON の純粋な対流によって混合層が傾圧域で達する深さである。水平断面図における軌跡の色は粒子の深さを表し、赤色は浅い位置を、青色は深い位置をそれぞれ示している。一方鉛直断面図における色はトレーサー濃度を表し、青色、赤色はそれぞれ高濃度、低濃度を示している。また粒子の奇跡には一日毎に印をつけてある。一方図 24c,e にはそれぞれ 12 日目、15 日目における 300m 深での海面起源水のパッチの位置を灰色の陰影で、また図 24b,d,f には、それぞれ 7 日目、12 日目、15 日目における東西平均した密度分布を灰色の等値線でそれぞれ示している。

傾圧不安定が無限小振幅である 4 日目から 7 日目にかけて (図 24a,b)、粒子は $30\text{km} \leq$

$y \leq 45\text{km}$ の領域に位置し、平均流によってほぼ西向きに移流されている。初期に浅い ($z \geq -150\text{m}$) 層内にあった粒子 (北側の二つの粒子以外) は、表層に発生する対流によって鉛直方向に振動しているのに対し、北側の二つの粒子は深い所 ($z \leq -200\text{m}$) に位置するため鉛直運動は顕著でなく、ほぼ同じ水深に位置したままである。またそれらのトレーサー濃度の値は低く、この時点では大気と接触した海面起源水とはなっていない。このように最終的にパッチを構成する海水のうち、初期 (4 日目) に海面起源水となっていないものは全体の 22% であった。

7 日目以降 (図 24c,d) 傾圧波が有限振幅に発達し始めると、鉛直方向に加え南北方向の運動も顕著になってくる。8 日目頃から前線に沿った下降流が形成され始め、表層付近に位置する粒子がそれによって 200m から 300m 深まで降下する (9 日目頃; 図 24d)。しかしながら、この時点では傾圧不安定 (前線下降流) が十分発達していないため下層への沈降は十分でなく、上昇流によって再び表層に近づく ($-200\text{m} \leq z \leq 0\text{m}$; 10~11 日目頃)。この時、深い層に位置していた北側の二つの粒子も海面近くまで輸送され、高いトレーサー濃度 ($C \simeq 1.0$) を獲得する。これら表層付近にまで上昇した粒子はその後 (11 日目以降) 傾圧波に伴う水平流によって大きく北へ移動し、 $40\text{km} \leq y \leq 45\text{km}$ 付近での強い前線下降流によって短時間のうちに深く ($-400\text{m} \leq z \leq -300\text{m}$) まで下降する。そのため、高いトレーサー濃度を保ったままパッチ状の水塊を形成する。また、この強い前線下降流は狭い限られた領域で生じているため、それによって深くまで下降する海水粒子のすぐ近くに位置する海水粒子が、必ずしも顕著な鉛直運動を起こすわけではないという特徴がある。実際、図 24c の点線で示す粒子は、沈降する粒子と 5km 以上はなれていないが、150m より下層には沈降していない。

12 日目以降、そこでの前線下降流は徐々に弱まり、上層での再成層化が進行するため、パッチ内の粒子は深い所 ($-400\text{m} \leq z \leq -150\text{m}$) にとどまったまま高気圧性回転を伴いながら西に移流される (図 24e,f)。その結果これらの粒子は 15 日目に形成されている海面起

源水のパッチの一部を構成する。一方その南側 ($y \leq 40\text{km}$) では、北西から南東に伸びる別の強い前線下降流 (図 6d) が強化され、海面起源水が下層へ沈降し (図 24e では点線で示してある) パッチを形成している。これらのパッチが融合することによって、15 日目により大規模な海面起源水のパッチが形成されている (図 8b に矢印で示す)。

このように傾圧波の時間発展に伴って、時間・空間的に別の前線下降流によって形成された海面起源水のパッチが徐々に合体 (融合) することでより大規模なパッチに成長してゆくことがわかった。その一方で、最初に形成されるパッチも既に $5\text{km} \sim 10\text{km}$ の水平スケールを持っており、これは強い前線下降流の幅 ($\sim 1\text{km}$) に比較して非常に大きい。そこで次に強い前線下降流がその数倍から 10 数倍のスケールを持つ海面起源水のパッチをどのようにして形成するのかを検討する。図 25a は、12 日目に $(x, y) = (35\text{km}, 45\text{km})$ 付近を中心にして形成されたパッチを構成する粒子の 11 日目から 12 日目までの軌跡をより詳細に示したものである。ただし 12 日目における粒子の位置を、11 日目以前に 250m 以深にまで沈み込んだ粒子は十字で、11 日目から 11.5 日目に沈み込んだ粒子は白丸で、11.5 日目から 12 日目に沈み込んだ粒子は黒丸でそれぞれ示してある。また 11 日目から 12 日目における 100m 深での強い前線下降流の位置を、6 時間おきに黒の陰影で図 25b に示してある。図 25a に十字の印で示される 11 日目以前に沈み込んだ粒子は、主にパッチの最南部に位置していることがわかる。一方強い前線下降流は傾圧波の発達とともに西及び北西方向に移動しながら発達するため (図 25b)、11 日目から 11.5 日目にかけて沈み込んだ粒子はそれ以前に沈み込んだ粒子の西側や北西側で下降する。等密度面に沿った強い前線下降流によって北側に輸送された海面起源水は、深い所での発散流によって水平的に広がると同時に、地衡流調節を通じて形成される高気圧性渦 (図 8a) によってパッチの東側に回り込んでいる。11.5 日目から 12 日目にかけて最も強い前線下降流によって沈み込む粒子はさらにその西・北西に位置する。このように水平スケール約 1km の強い前線下降流は、下層に発散流を生じさせると同時にその位置を変化させることで、 10km 程度の水平スケール

ルの海面起源水のパッチを形成する。

図 26 は実験 REF での海面起源水のパッチを構成する粒子の 7 日目から 15 日目の軌跡に加えて、同様の粒子追跡によって得られた実験 BAR6 と CON の結果を示している。これらの結果を比較すると、これまで明らかにしてきたような各実験間の流動場の違いが反映されていることがわかる。BAR6(図 26b)では純粋な傾圧波に伴う前線下降流によって、海面起源水が等密度面に沿って沈み込んでいるが、実験 REF と比較すると下降流が弱いため、15 日目になっても 250m 以深に達する粒子の数はわずか(実験 REF では 30729 個、実験 BAR6 では 47 個で 1/650 以下)であり、またその深さも浅い($z \geq -300m$)。一方図 26c に示される実験 CON における粒子は純粋な対流による不安定層内での鉛直運動に支配され、その層内での鉛直混合が生じているが、混合層から下層へのサブダクションは生じない。

これらの結果に対して実験 REF では海面冷却を受けているにも関わらず、実験 CON のような対流運動に伴う振動的な鉛直運動は顕著でなく、むしろ海面付近から短時間で 400m 付近まで沈降しているのが特徴的である(図 26a)。これは、前節までに明らかにしたように対流によって強化された前線下降流が海水の沈降を支配しているためである。このことから、傾圧性の強い海域に冷却が加わった場合に発生する対流が中層水形成過程に果たす役割は、対流混合というよりむしろ前線下降流を強化することと考える方が妥当であることがわかる。また、これは従来想定されていた対流が鉛直混合することで海面起源水を混合層内で深め、一方傾圧不安定がこのようにして深まった混合層の底から混合層水を輸送するという考えとは大きく異なっており、注目すべき結果である。実験 BAR6 では約 1 日間の対流の後傾圧波が発達しているため、対流と傾圧不安定が生じているものの時間的に共存していない。このため、この実験は従来の考え方の一例と考えることができるが、図 15e や図 26b に見られるようにその場合の海水沈降は実験 REF と比べ非常に弱いものでしかない。また、5 節で述べたように冬季における厳しい海面冷却のもとでは対流過程

が効果的な擾乱源として働き、傾圧不安定は数日のうちに有限振幅に成長するため、対流(海面冷却)と傾圧不安定が時間的に別々に生じると考えられるのは、もともとの傾圧不安定性が弱く対流によってその成長が加速されたとしても非常に長い時間を要するか、あるいは冷却期間が非常に短いあるいは弱く加速の効果が不十分な場合に限られると考えられる。また現実性という観点からすると、後で議論するように、例えば FASINEX での観測結果を定量的に説明するためにも対流(冷却)と傾圧不安定の共存が必要である。

このような対流過程と傾圧不安定過程が共存する場合のサブダクション過程を定量的に評価するため、トレーサー濃度の鉛直分布を調べた。図 27a は実験 REF と実験 CON のトレーサー濃度の差 ($C_{REF} - C_{CON}$) を水平平均して深さと時間の関数として示したものである。実験 CON においてはサブダクション過程(傾圧波)が生じていないことから、このトレーサー濃度差 $C_{REF} - C_{CON}$ はサブダクション過程の結果生じたものであるとみなすことができる。また図には実験 CON において $C_{CON} \geq 0.5$ となる領域も陰影部で示してあるが、これを混合層と呼ぶことにする。この図から明瞭にわかるように、混合層内でのトレーサー濃度は REF より CON の方が高いのに対し、混合層以深では逆に REF の方が高い。実験 REF では、傾圧波が対流を抑制するため、混合層内の対流が海面から供給するトレーサー濃度は実験 CON に比較して低く抑えられる。しかし、その一方で強い前線下降流が効果的に高濃度のトレーサーを海面から直接深い層 ($z \sim -400m$) にまで混合層を素通りして輸送しているため、15 日目には水深 400m 付近を中心に明瞭な正の偏差が生じている。同様な計算を実験 BAR6 と実験 CON の冷却を 6 日目に止めた実験 CON6 を用いて求めたものが図 27b である。実験 REF と比較すると、同様に混合層内での低濃度化及びその下での高濃度化が生じているが、REF の場合の方が混合層の深まり及びサブダクトした海水の深度が増加するだけでなく、混合層以深でのトレーサー濃度差の総量も増加していることが特徴的である。このことは、海水を混合層外へ輸送するサブダクション過程が対流によって強化されていることを明瞭に示している。そのため、サブダクション量を

混合層外に輸送されたトレーサー濃度の差として定義し評価したところ、15 日目におけるサブダクション量は実験 REF で 192.、実験 BAR6 で 56.2 であり、対流過程と傾圧不安定過程が共存する場合には約 4 倍もの効果的なサブダクションが生じていることがわかった。またこの結果からも、傾圧性の強い海域に冷却が加わった場合に発生する対流が中層水形成過程に果たす役割は、対流混合というよりむしろ前線域で生じる下降流を強化し、その結果サブダクションを強化することが重要であることがわかる。

7 ケーススタディー

これまでに得られた結果が傾圧不安定や対流不安定の強さにどう依存するのかを調べるため、南北密度偏差 ρ_m と海面冷却 D_f を変化させて新たに六つの実験を行なった。即ち ρ_m を変えずに D_f を 1/2 倍及び 2 倍にした実験 (wcREF, scREF)、 D_f を変えずに ρ_m を 1/2 倍及び 2 倍にした実験 (wbREF, sbREF)、及び冷却を加えずに ($D_f = 0$) ρ_m を 1/2 倍及び 2 倍にした実験 (wBAR0, sBAR0) の六つである (表 2)。

冷却を加えた四つの実験 (wbREF, sbREF, wcREF, scREF) においては、対流及び傾圧波は実験 REF と同様の時間発展を示し、いずれの実験においても対流と傾圧波によって強い前線下降流が形成された (図 28)。下降流は対流発生後比較的短時間 (5 日から 10 日) のうちに最大となり、それに伴って弱い安定成層で特徴付けられる高気圧回転を伴う海面起源水のパッチが形成された。これに対して冷却を加えない場合 (wBAR0, sBAR0) には、BAR0 と同様 2 週間程度の冷却では有限振幅にまで成長しない。従って、対流 (海面冷却) の存在が傾圧波の成長とそれによってもたらされる中層水のサブダクション過程に重要な役割を果たしていることがわかる。特に、傾圧性の弱い場合には、冷却がなければ (wBAR0) 傾圧不安定が発生しないのに対して、冷却があれば (wbREF) 傾圧波が成長し [Legg *et al.* 1998]、そのためそれに引き続く強い前線下降流の発達によって海面起源水のパッチが形成されることが特徴的である。またこれらの実験のうち、冷却あるいは南北密度差を 2 倍にした実験 scREF と実験 sbREF では傾圧波の発達前に対称不安定に伴う斜向対流が生じるが、この場合にも実験 REF では鉛直対流が行っていた傾圧波の成長の加速を斜向対流が同様に行なうため、その後の傾圧波の時間発展や強い前線下降流の形成を質的に変化させるものではなかった。

図 29a には ρ_m を変えた実験 (wbREF, REF, sbREF, wBAR0, BAR0, sBAR0) における傾圧エネルギー KE_B の時間発展を、図 29b には D_f を変えた実験 (BAR0, wcREF, REF, scREF)

における KE_B の時間発展をそれぞれ示す。対流発生時の KE_B の増加量は、 D_f だけでなく ρ_m の大きさにも比例して増えているが、これは ρ_m を大きく (小さく) するとモデル海中央域 ($12.5\text{km} \leq y \leq 37.5\text{km}$) での成層が弱まる (強まる) ため、その領域での対流活動が強まる (弱まる) ことに起因する。このように対流活動が活発なほど対流発生時の KE_B の増加が大きく、その成長により大きな寄与をすることがわかる。一方対流発生後の傾圧波の成長率も、 ρ_m, D_f に比例して大きくなっている (例外は wcREF で、これは対流の発生時刻が遅い (11 日目) ため、対流ではなく拡散が成層を弱めることで傾圧不安定波の成長が速まっている)。

次に対流発生後の成長率の増加が傾圧不安定の線型理論と一致するのを見るため、5.1 節と同様に、傾圧波の成長率 (σ) とリチャードソン数 (Ri) との関係を調べた。同様な解析は *Legg et al. [1998]* によって、一定の冷却を加えた場合の傾圧波の成長率について行なわれている。ただし、前述のようにここでの傾圧波の定義は彼らのものと異なっており、波数空間上で対流運動と重複しないように定義している。成長率は、浮力に伴う成長率がほぼ一定である (即ち傾圧波が線形的に発展していると考えられる) 時刻 (図 29 の太線) で評価し、 $Ri = N^2/(\partial u/\partial z)^2$ の値は、5.1 節と同様にその時刻において浮力による位置エネルギーの解放が生じている深さで平均することで求めた。図 30a はその結果を示し、図 21b と同様に横軸に $(1 + Ri)^{-1/2}$ 、縦軸に σ/f で示してある。その結果、傾圧波の成長率は $(1 + Ri)^{-1/2}$ に比例するという *Stone [1971]* の理論と良く一致する結果が得られた ($\sigma = 0.25f(1 + Ri)^{-1/2} - 0.03$)。ただしここでも *Eady [1949]* や *Charney [1947]* の理論とも概ね一致する結果が得られた ($\sigma = 0.22fRi^{-1/2} - 0.02$)。その結果 *Legg et al. [1998]* が既に指摘している同一の冷却を与えた場合に成り立つ関係が、異なる冷却を与えた場合にも成り立ち、対流は成層を弱めることで傾圧波の成長を加速していると言える。

さらにここでは傾圧波の波長と線形理論との対応について検討する。最も不安定な傾圧波の波長は、*Stone (Eady)* 型の傾圧波の場合 $L_{\text{Stone}} = 3.97(du/dz)H(1 + Ri)^{1/2}/f$ ($L_{\text{Eady}} =$

$3.91NH/f$)である。ただし $Ri \gg 1$ では $L_{Stone} \simeq L_{Eady}$ となる。一方 *Charney* 型の傾圧波では $L_{Charney} = 3.96f(du/dz)/(d^2u/dy^2N)$ となる。そこで各実験で発達する傾圧波の波長を求め、 $(du/dz)H(1+Ri)^{1/2}/f$ 及び $f(du/dz)/(d^2u/dy^2N)$ に対する依存性を調べた。ここで実験における傾圧波の波長は、(4) 式で定義される傾圧波の波数域 (domain B) におけるエネルギーの最大値を求め、その 80% 以上を持つ波数領域 (k, l) の最大と最小の東西波数成分 k を求めその平均を計算し、さらにそれを図 29 の太線の区間で時間的に平均することで求めた。まず *Stone* の理論との関係を調べたところ (図 30b)、実験 sbREF を除く実験間において良い一致が得られた ($L = 3.42(du/dz)H(1+Ri)^{1/2}/f + 1.18$)。実験 sbREF では初期密度成層の南北変化が大きく、その結果発生する対流とそれを擾乱源とする傾圧波は $12.5km \leq y \leq 37.5km$ の領域でのみ局所的に発達する。そのため、 Ri 等を求める際に行なった全域での水平平均が、実験 sbREF で発達する傾圧波の波長の評価には不適切であり、そのことが sbREF の波長が他の実験と大きくずれていることの原因であると考えられる。また同様に *Eady* の理論との関係を調べたところ、この場合も実験 sbREF を除き概ね良い一致が得られた ($L = 3.40NH/f + 1.63$)。冷却を加えない実験 (BAR0,wBAR0,sBAR0) で発達する傾圧波は *Charney* 型であるにも関わらずその波長は *Stone/Eady* の理論と一致しているが、これは *Charney* 型の傾圧波の持つ代表的な深さが $f^2(du/dz)/(d^2u/dy^2N^2)$ であるため、ここで行なったように傾圧波が卓越している深さ ($H \simeq f^2(du/dz)/(d^2u/dy^2N^2)$) を用いて計算した場合には $(du/dz)H(1+Ri)^{1/2}/f$ と $f(du/dz)/(d^2u/dy^2N)$ は $Ri \gg 1$ で等しくなるためと考えられる。次に、*Charney* [1947] との依存性を調べたところ (図 30c)、冷却を加えた場合の依存性は線型理論から大きく離れたものであった ($L = -0.48f(du/dz)/(d^2u/dy^2N) + 15.58$)。これらの結果は、冷却を加えない場合に発達する傾圧波は *Charney* 型であるが、海面冷却によって対流が発生し鉛直一様な対流混合層が形成されると、混合層の下に形成される成層の強さが著しく変化する層の影響を強く受け、傾圧波の特性が変化し *Stone/Eady* 的な特性を持つようになることを示唆している。しかし、例えば密度偏差には南北流速ほどの

ピークは形成されないことや、それらのピークが生じる深さが異なることなど、*Stone/Eady*と一致しない点も見られる。そのため対流混合層が傾圧波に及ぼす影響については、例えば単純な線型モデルを用いた解析を行なうことから、より詳細に議論する必要があると思われる。

一方形成される強い前線下降流は ρ_m, D_f が大きいほど強まっていた (図 28、sbREF: $-6.2 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$ 、wbREF: $-2.9 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$ 、scREF: $-9.4 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$ 、wcREF: $-2.4 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$)。この結果、 ρ_m, D_f が大きいほど強い前線下降流はより多くのトレーサーを海洋内部 (混合層以深) に輸送することが予想される。そこで、各実験におけるサブダクション量を前節と同様にして評価し、時間の関数として図 31 に示した。その結果、実験 REF, wbREF, wcREF ではサブダクション量は時間とともに増加する傾向を示していた。しかし ρ_m, D_f の大きい実験 sbREF 及び実験 scREF では、サブダクション量の増加は実験 REF より初めは大きい、12 日目頃から逆に REF より小さくなっていた。 ρ_m や D_f が大きい場合 (sbREF, scREF) には、より強い前線下降流が形成され効果的なトレーサー濃度の下層への輸送が傾圧域で生じるが、同時に傾圧波に伴う再成層の効果も強まり、特に中心緯度付近 ($20\text{km} \leq y \leq 30\text{km}$) での対流活動が著しく抑制される。一方、サブダクション量を評価する際の混合層の深さを決めている 2 次元モデルでは (傾圧不安定に伴う再成層が生じないため) 対流は引続き深くまで達している。その結果、傾圧波に伴う再成層化が中心緯度付近で進行すると、サブダクション量が減少する結果となっていた。しかし、中心緯度付近以外の領域 ($0\text{km} \leq y \leq 20\text{km}, 30\text{km} \leq y \leq 50\text{km}$) でサブダクション量を評価したところ、 ρ_m や D_f が大きい場合でもサブダクション量は再成層の影響が及ぶまでのより長い期間増加し続け、またその量も実験 REF よりも大きいものであった。このように、サブダクション量は ρ_m, D_f の大きさだけでなく、時間にも大きく依存するが、いずれの場合にも強い前線下降流が効果的な海面起源水の沈降を生じさせていることは、注目すべき結果である。

8 まとめと議論

本研究では傾圧海洋中での冷却に伴う中層水形成過程を、非静水圧モデルを用いた数値実験を行なうことにより調べた。対流(海面冷却)が存在することで傾圧不安定は短時間のうちに有限振幅にまで成長し、密度前線に沿って形成された強い下降流が海面起源水を効果的に沈降させる。この強い下降流域はせいぜい 1km の幅で形成されるが、その位置が時間とともに移動し、また下層において発散流を生むため、その幅の 10 倍以上のスケールを持つ高気圧性循環を伴う海面起源水のパッチを形成する。

この現象に対しては共存する傾圧不安定と対流(冷却)の相乗効果が本質的に重要である。対流はまずその発生時に傾圧不安定に対する擾乱源として働く。一方、その後も表層における成層を弱めることによって傾圧不安定の成長を加速し、数日のうちに有限振幅にまで発達させる。このときの傾圧不安定の成長率は対流のない場合の約 3 倍に達する。一方発達した傾圧不安定は密度の再成層化を引き起こすため、対流運動は傾圧波の収束域である密度前線域に集中的に発生するようになる。その際対流は、密度場を変化させることで前線形成過程に伴って形成される下降流を強化する。さらにこの下降流は対流と前線形成過程によって生じる対称不安定に起因する斜向対流によっても強化されと考えられる。その結果、等密度面に沿って深くまで達する強い下降流が形成される。この時下降流の強さは対流(冷却)のない場合(純粋な傾圧不安定)の下降流の 20 倍以上の $4.7 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$ に達し、またそれは傾圧不安定がない場合(純粋な対流)の下降流の 2 倍以上に達する。

対流(冷却)が前線域での等密度面に沿った下降流を強化する結果、海面付近に位置していた海水の下層への沈降が促進される。したがって、傾圧性の強い海域に冷却が加わった場合に発生する対流が中層水形成過程に果たす役割は、対流混合と言うよりむしろ前線域で形成される下降流を強化することと考える方が妥当である。これは従来想定されていたような対流の鉛直混合によって深められた混合層内に海面起源水が蓄積され、傾圧不安

定が深まった混合層の底からこの混合層水を内部領域へ輸送するという筋書きとは、大きく異なるものである。傾圧不安定に伴う前線形成過程が海面起源水の沈降及び水平輸送に深く関与しているため、傾圧域での中層水形成量は冷却の強さだけでなく傾圧性の強さにも依存して複雑に変化する。このためサブダクション量などの経年変動を考察する上でも考慮すべき重要な要因となると考えられる。

はじめにも述べたようにこのような現象は、強い傾圧性を持つ海洋で現実にも生じている可能性がある。例えば北大西洋亜熱帯域 (FASINEX 域) では、20km から 50km の水平スケールで内部に高酸素水を含んだ高気圧性渦が、表層に前線が見られる海域の 100m 以深に観測されている [e.g., Pollard and Reiger 1992](図 2)。Pollard and Reiger [1992] は前線下降流の強さを $4 \times 10^{-4} \text{ms}^{-1}$ 程度と見積もったが、鉛直流速計を装備したドリフターは $4 \times 10^{-3} \text{ms}^{-1}$ と、上での見積りより一桁大きい下降流を捉えている [Eriksen et al. 1991]。このことを考えると、本実験で得られた対流 (海面冷却) の影響を強く受けて非常に狭い領域で生じる強い前線下降流が、ここでの海面起源水のパッチの形成に深く関わっている可能性が高いと言える。実際この海域では非常に大きな水平密度勾配 ($\geq 0.25 \text{kgm}^{-3}/10\text{km}$) に加え [Pollard and Reiger 1992]、顕著な海面冷却 (夜間には $200 \sim 800 \text{Wm}^{-2}$) が観測されている [e.g., Weller et al. 1991]。これらの値は実験 REF で用いた ($0.04 \text{kgm}^{-3}/10\text{km}$, 100Wm^{-2}) 値よりも十分大きい。さらに強い下降流を観測したドリフターから 5km しか離れていない別のドリフターではほとんど鉛直運動を示していない [Eriksen et al. 1991] ことも象徴的である。このように水平スケールの小さな変化は、Pollard and Reiger [1992] が下降流を評価するために用いた 3km 毎の密度の観測から捉えることは難しいと思われる。

また、ラブラドル海南西域で観測された海面起源水のパッチ [Pickart et al. 1996](図 3) も、本実験で再現されたパッチと定性的に良く一致するものである。このパッチ内の海水は強い傾圧流であるラブラドル海流内での対流によって形成されていると言われている [Pickart et al. 1997]、そこでの水平密度勾配 ($\geq 0.1 \text{kgm}^{-3}/10\text{km}$) [Lazier and Wright 1993] は

実験 REF の値 ($0.04\text{kgm}^{-3}/10\text{km}$) より大きく、また冬季の海面冷却 ($\geq 200\text{Wm}^{-2}$) [Pickart *et al.* 1997] も実験 REF (280Wm^{-2}) と同程度に強い。従って、本研究で見たように対流過程に加えて傾圧不安定過程が存在することで形成される強い前線下降流がそこでの中層水形成過程を支配している可能性が高い。この高フロン水は大西洋に広く分布することから [Smethie 1993]、大西洋中層の重要な熱・物質循環を担っていると考えられる。そのため、その形成過程を明らかにし、ここでの議論を検証するためにも、さらに詳細な観測が望まれる。一方、ラブラドル海中央では、数 1000m に達する深い対流が生じ [e.g., Gascard and Clarke 1998]、古典的ラブラドル海水が形成されていると考えられているが、そこでの平均的な水平密度勾配 ($\leq 0.01\text{kgm}^{-3}$) から判断すると傾圧性は弱い。そのため、局所的に存在する渦付近では前線を伴った下降流が形成されると予想されるが [e.g., Gascard and Clarke 1983; Legg *et al.* 1998]、ラブラドル海中央域全体で見れば対流に伴う鉛直混合が古典的ラブラドル海水の形成により重要な役割を果たしていると考えの方が妥当であろう。

一方日本海北西部では大陸からの季節風による強い冷却が沿岸を流れる低温・低塩のリマン寒流の上で生じているが [e.g., Kawamura 1998]、このような状況はラブラドル海のそれと類似している。実際、日本海には南部に広がる主密度躍層の底部に位置する東海中層水 (ESIW) [Kim and Chung 1984] とそのすぐ下方に位置する上部日本海固有水 (UJSPW) [Senjyu and Sudo 1993] の二つの中層水が存在することが知られ、これらはラブラドル海における上部ラブラドル海水と古典的ラブラドル海水に対応すると考えることができる。Yoshikawa *et al.* [1999] はこれらの水塊の形成と循環を大循環モデルを用いて調べ、それらが日本海北西部で形成され、冬季の対流が深く関与している可能性を示唆した。しかしそのモデルでは陽に対流及び傾圧波を再現していないため、対流と傾圧波の相乗効果に起因するサブダクション過程を過小評価している可能性が考えられる。実際、日本海北西部の初冬における海面冷却 ($\sim 400\text{Wm}^{-2}$) [Kawamura 1998] や水平密度勾配 ($\sim 0.05\text{kgm}^{-3}/10\text{km}$) の平均的な値は実験 REF で用いた D_f, ρ_m と同程度である。ESIW は低塩分で特徴付けられるが、

このような低塩水はリマン寒流によってもたらされている。このことから ESIW の形成には傾圧流であるリマン寒流が関与している可能性が考えられる。またそれは上部ラブラドル海水と同様主密度躍層の下端に位置している。そのため、ESIW の形成に対流(海面冷却)の影響を強く受けた前線下降流が重要な役割を果たしている可能性が考えられる。

ここで取り上げた例以外でも、傾圧流と海面冷却の両方が卓越する海域(亜寒帯前線域や南極周極域)では、中層水形成過程が本研究で得られたのと同様のメカニズムで生じている可能性が高く、その意味から海面冷却下における傾圧不安定過程がサブダクションを引き起こす重要かつ主要な過程と考えることができる。一方現状における大循環モデルでは、本研究で考えて来たような比較的小さな水平スケールの現象(対流・傾圧波)は陽に再現することが難しく、多くの場合いわゆる対流調節によって対流混合をパラメタライズし、傾圧不安定に伴う渦輸送を例えば *Gent and McWilliams [1995]* 等によって考案された方法で表現している。しかしながら、ここでの結果はそのような手法が必ずしも適当でないことを示している。即ち、両者が共存するような状況では、個別のパラメタライズでは両者の相乗効果(強い前線下降流の形成)が引き起こすサブダクション及び中層水形成過程を適正に取り扱えない可能性がある。その意味からも、ここで得られた結果の現場での検証に加え、それが大規模な時空間スケールの現象とどのように関わっているのかについて、観測・理論・モデルの各方面でのさらなる検討が必要であろう。

その他にも、ここで得られた結果の重要性を検証するためには本実験で無視した要素を考慮し、より定量的な比較を行なう必要がある。例えば冷却の時空間変化、風の効果、異なる水温・塩分をもった水塊の混合の効果や陸岸地形の効果などを考慮した実験が必要である。また、強い前線下降流によって形成された海面起源水のバッチが、どの程度の時間持続するのか、またどのような過程を経て海洋内部領域に輸送されてゆくのかといった問題を考えてゆくには、より広い領域での実験を行なう必要がある。またその一方で、ここでの結果を検証するためのより多くの観測結果が望まれる。その際、強い前線下降流

を効率良く観測するためには、ドリフターなどによるラグランジュ的な観測が有効と思われる。

なお、Thesis の基礎となった論文は以下の通りである。

Formation process of intermediate water in baroclinic current under cooling,

Journal of Geophysical Research に投稿中,

Yutaka Yoshikawa, Kazunori Akitomo, and Toshiyuki Awaji の共著。

謝辞

本研究を進めるにあたって、京都大学理学研究科の秋友和典助教授には、研究の着想、手法及び解析結果の検討など、本研究の全般にわたって終始御指導いただきました。同淡路敏之教授にいただいた貴重な議論の数々は本研究に不可欠なものでした。また同根田昌典助手をはじめとして、京都大学理学研究科海洋物理学研空室の皆様には熱心な議論を交わしていただき、さまざまな形で協力していただきました。これらの全ての御指導、御協力に深く感謝致します。

— なお、数値実験及び解析の一部は、京都大学大型計算機センターの FACOM M1800, VP2600, VPP800 を用いました。研究の一部は文部省科学研究奨励費の援助を受けました。記して感謝致します。

付録

A 数値積分の手法

A.1 運動方程式及び移流拡散方程式

ここでは (1)~(3) 式の数値積分の方法を具体的に述べる。まず (1) 式の各成分を x, y, z で微分し辺々加え整理し、圧力方程式を求める。

$$\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) = \frac{\partial GU}{\partial x} + \frac{\partial GV}{\partial y} + \frac{\partial GW}{\partial z}$$

ここで GU, GV, GW は以下で定義される。

$$\begin{aligned} GU &= -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - w \frac{\partial u}{\partial z} + f v + v_h \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + v_h \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + v_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ GV &= -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - w \frac{\partial v}{\partial z} - f u + v_h \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + v_h \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + v_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \\ GW &= -u \frac{\partial w}{\partial x} - v \frac{\partial w}{\partial y} - w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\rho}{\rho_0} g + v_h \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + v_h \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + v_z \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \end{aligned}$$

運動方程式、密度の移流拡散方程式及び圧力方程式の差分化は、広い意味での MAC(Marker and Cell) 法を用いて行う。即ち、 $\mathbf{u} = (u, v, w)$ 及び (GU, GV, GW) は各ボックスの x, y, z 軸に垂直な境界面中央に取り、 p, ρ はボックスの中央に定義する (図 A.1)。

まず、 GU は以下のように差分化される。

$$\begin{aligned} GU_{i,j,k}^n &= \\ &- \frac{1}{4\Delta x} (u_{i+1,j,k}^n + u_{i-1,j,k}^n + 2u_{i,j,k}^n) (u_{i+1,j,k}^n - u_{i-1,j,k}^n) \\ &- \frac{1}{4\Delta y} \{ (v_{i+1,j,k}^n + v_{i,j,k}^n) (u_{i,j+1,k}^n + u_{i,j,k}^n) - (v_{i+1,j-1,k}^n + v_{i,j-1,k}^n) (u_{i,j,k}^n + u_{i,j-1,k}^n) \} \\ &- \frac{1}{4\Delta z} \{ (w_{i+1,j,k}^n + w_{i,j,k}^n) (u_{i,j,k+1}^n + u_{i,j,k}^n) - (w_{i+1,j,k-1}^n + w_{i,j,k-1}^n) (u_{i,j,k}^n + u_{i,j,k-1}^n) \} \\ &+ \frac{f}{4} (v_{i+1,j,k}^n + v_{i+1,j-1,k}^n + v_{i,j,k}^n + v_{i,j-1,k}^n) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{v_h}{\Delta x^2} (u_{i+1,j,k}^{n-1} + u_{i-1,j,k}^{n-1} - 2u_{i,j,k}^{n-1}) + \frac{v_h}{\Delta y^2} (u_{i,j+1,k}^{n-1} + u_{i,j-1,k}^{n-1} - 2u_{i,j,k}^{n-1}) \\
& + \frac{v_z}{\Delta z^2} (u_{i,j,k+1}^{n-1} + u_{i,j,k-1}^{n-1} - 2u_{i,j,k}^{n-1})
\end{aligned}$$

ただし、計算の安定性のため、粘性項は $n-1$ ステップ、それ以外の項は n ステップでの値を用いる。また GV, GW も上と同様に差分化される。これらを用いて、運動方程式は

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2\Delta t} (u_{i,j,k}^{n+1} - u_{i,j,k}^{n-1}) &= -\frac{1}{\rho_0 \Delta x} (p_{i+1,j,k}^n - p_{i,j,k}^n) + GU_{i,j,k}^n \\
\frac{1}{2\Delta t} (v_{i,j,k}^{n+1} - v_{i,j,k}^{n-1}) &= -\frac{1}{\rho_0 \Delta y} (p_{i,j+1,k}^n - p_{i,j,k}^n) + GV_{i,j,k}^n \\
\frac{1}{2\Delta t} (w_{i,j,k}^{n+1} - w_{i,j,k}^{n-1}) &= -\frac{1}{\rho_0 \Delta z} (p_{i,j,k+1}^n - p_{i,j,k}^n) + GW_{i,j,k}^n
\end{aligned}$$

と書け、圧力方程式は

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\rho_0 \Delta x^2} (p_{i+1,j,k}^n + p_{i-1,j,k}^n - 2p_{i,j,k}^n) + \frac{1}{\rho_0 \Delta y^2} (p_{i,j+1,k}^n + p_{i,j-1,k}^n - 2p_{i,j,k}^n) + \\
& \frac{1}{\rho_0 \Delta z^2} (p_{i,j,k+1}^n + p_{i,j,k-1}^n - 2p_{i,j,k}^n) = \\
& \frac{1}{\Delta x} (GU_{i,j,k}^n - GU_{i-1,j,k}^n) + \frac{1}{\Delta y} (GV_{i,j,k}^n - GV_{i,j-1,k}^n) + \frac{1}{\Delta z} (GW_{i,j,k}^n - GW_{i,j,k-1}^n)
\end{aligned}$$

となる。

また密度の移流拡散方程式は次のように書ける。

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{2\Delta t} (\rho_{i,j,k}^{n+1} - \rho_{i,j,k}^{n-1}) = \\
& -\frac{1}{2\Delta x} \{ u_{i,j,k}^n (\rho_{i+1,j,k}^n + \rho_{i,j,k}^n) - u_{i-1,j,k}^n (\rho_{i,j,k}^n + \rho_{i-1,j,k}^n) \} \\
& -\frac{1}{2\Delta y} \{ v_{i,j,k}^n (\rho_{i,j+1,k}^n + \rho_{i,j,k}^n) - v_{i,j-1,k}^n (\rho_{i,j,k}^n + \rho_{i,j-1,k}^n) \} \\
& -\frac{1}{2\Delta z} \{ w_{i,j,k}^n (\rho_{i,j,k+1}^n + \rho_{i,j,k}^n) - w_{i,j,k-1}^n (\rho_{i,j,k}^n + \rho_{i,j,k-1}^n) \} \\
& + \frac{\kappa_h}{\Delta x^2} (\rho_{i+1,j,k}^{n-1} + \rho_{i-1,j,k}^{n-1} - 2\rho_{i,j,k}^{n-1}) + \frac{\kappa_h}{\Delta y^2} (\rho_{i,j+1,k}^{n-1} + \rho_{i,j-1,k}^{n-1} - 2\rho_{i,j,k}^{n-1}) \\
& + \frac{\kappa_z}{\Delta z^2} (\rho_{i,j,k+1}^{n-1} + \rho_{i,j,k-1}^{n-1} - 2\rho_{i,j,k}^{n-1})
\end{aligned}$$

ただし、ここでも計算の安定性のため、拡散項は $n-1$ ステップ、それ以外の項は n ステップでの値を用いる。

これら時間積分は蛙飛び法に松野法を併用し、時刻 $n, n-1$ の u, v, w, ρ を用いて GU, GV, GW を計算し、圧力方程式を境界値問題として FFT 法で解く。求まった時刻 n での p 及び GU, GV, GW を用いて時刻 $n+1$ での u, v, w を運動方程式から求める。また時刻 $n, n-1$ の u, v, w, ρ を用いて時刻 $n+1$ での ρ を移流拡散方程式から求める。

A.2 粒子追跡法

粒子追跡は以下の方法で行なった。まず粒子の位置 \mathbf{x} における流速 $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ を、それを取り囲む 8 点の格子点でのオイラー流速 (例えば $u_{i,j,k}, u_{i-1,j,k}, u_{i,j-1,k}, u_{i-1,j-1,k}, u_{i,j,k-1}, u_{i-1,j,k-1}, u_{i,j-1,k-1}, u_{i-1,j-1,k-1}$ に距離に比例した重みつき平均をとることで求める。同様に $v(\mathbf{x}), w(\mathbf{x})$ を求める。こうして求まった $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ を用いて運動関係式 (9) を時間積分し、 \mathbf{x} の時間変化を求めるが、この時間積分は精度を保つため 4 次のルンゲ・クッタ法を用いて行なった。

具体的にはまず時刻 n での粒子の位置及びそこでのオイラー流速をそれぞれ $\mathbf{x}^n, \mathbf{u}^n$ とすると、 $0.5\Delta t$ 秒後の粒子の位置 \mathbf{x}_1^n を \mathbf{u}^n から求め、そこでのオイラー流速 \mathbf{u}_1^n を求める。

$$\mathbf{x}_1^n = \mathbf{x}^n + 0.5 * \Delta t \mathbf{u}^n, \quad \mathbf{u}_1^n = \mathbf{u}(\mathbf{x}_1^n)$$

同様に以下の式を計算する。

$$\mathbf{x}_2^n = \mathbf{x}^n + 0.5 * \Delta t \mathbf{u}_1^n, \quad \mathbf{u}_2^n = \mathbf{u}(\mathbf{x}_2^n)$$

$$\mathbf{x}_3^n = \mathbf{x}^n + \Delta t \mathbf{u}_2^n, \quad \mathbf{u}_3^n = \mathbf{u}(\mathbf{x}_3^n)$$

このようにして求まった $\mathbf{x}^n, \mathbf{x}_1^n, \mathbf{x}_2^n, \mathbf{x}_3^n$ を用いて時刻 $n+1$ の粒子の位置 \mathbf{x}^{n+1} は

$$\mathbf{x}^{n+1} = \mathbf{x}^n + \Delta t (\mathbf{u}^n + 2\mathbf{u}_1^n + 2\mathbf{u}_2^n + \mathbf{u}_3^n) / 6$$

として求められる。また時刻 n から $n+1$ までの粒子の移動距離が格子点の $1/4$ 以上に達しないように時間間隔を小さくとった。

B 水平シアー流が対流の水平構造に与える影響

B.1 数値実験

B.1.1 数値モデル

水平シアーを持った平均流が平均流を横切るモードの対流 (以下単に T (Transeverse) モードの対流と呼ぶ) の成長を促進 (不安定化) する力学過程を明らかにするため、はじめに数値実験による検証を行う。モデルは以前と同様に f 面上の矩形海であるが、ここでは流れの平均場が対流に及ぼす影響を明確にするため、流速及び密度場を基本場 ($\bar{\mathbf{u}} = [\bar{u}, 0, 0], \bar{\rho}$) と擾乱場 ($\mathbf{u} = [u, v, w], \rho$) とに分け、基本流及び基本密度場は何らかの外部フォーシングによって以下の式で表されるような単純な構造に維持され、時間変化しないと仮定する。

$$\bar{u}(y) = -U_0 \sin(2\pi y/L) \quad \bar{\rho}(z) = \bar{\rho}_z z, \quad \bar{\rho}_z = \text{const.} > 0.$$

ただし基本流の水平構造は実験 REF の海面におけるそれと同じであるが、その向きは逆となっている (即ち $y \leq L/2$ で西向き、 $y \geq L/2$ で東向き)。これはここで考えているような密度が水平一様な場合には、対流は $d\bar{u}/dy$ が正の領域でいち早く発達するため、図の見やすさを考慮したゆえである。また水平シアーの効果に着目するため、基本流は順圧としている。ここでは海面冷却は与えていないが、基本密度場が不安定成層しているため、対流は基本場の持つ位置エネルギーが開放されることで発達する。このように基本場は実験 REF と比べ単純化されているが、これらの単純化は T モードの対流の不安定化に本質的な影響を与えないことがいくつかの予備実験から確認されている。

支配方程式は (1)~(3) であるが、ここでは方程式を過去の研究と同様にモデル海の深さ D 、粘性係数 ν 、及び基本密度勾配 $\bar{\rho}_z$ で無次元化する。

$$x_* \sim Dx, \quad t_* \sim \frac{D^2}{\nu} t, \quad u_* \sim \frac{\nu}{D} u, \quad \rho_* \sim \bar{\rho}_z D \rho, \quad p_* \sim \rho_0 \frac{\nu^2}{D^2}$$

ただし(*)は次元付きの量を表す。これらの無次元変数を用いて支配方程式は以下のよう
に表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} + Re \bar{u} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} + Re \bar{u}_y v \mathbf{i} + Ta^{1/2} \mathbf{k} \times \mathbf{u} \\ = -\nabla p - Pr^{-1} Ra \rho \mathbf{k} + \nabla^2 \mathbf{u} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho + Re \bar{u} \frac{\partial \rho}{\partial x} + w = Pr^{-1} \nabla^2 \rho \quad (12)$$

$$(\bar{u}_y = \partial \bar{u} / \partial y, \bar{u}_{yy} = \partial^2 \bar{u} / \partial y^2, \quad i = [1, 0, 0], j = [0, 1, 0], k = [0, 0, 1])$$

この方程式を支配する無次元パラメータは

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} (= 1), \quad Ra = \frac{g \bar{\rho}_z D^4}{\rho_0 \kappa \nu} (= 10^4), \quad Re = \frac{U_0 D}{\nu} \quad Ta = \frac{f^2 D^4}{\nu^2} (= 10^4)$$

であり、ここではシアアの強さを支配するパラメータ (Re) を変化させその依存性を調べた。境界条件として横の境界に周期境界条件、上下の境界では

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = w = \rho = 0$$

を与えた。時間積分は対流が発生し有限振幅に発達するまで行った。

B.1.2 実験結果

はじめに $Re = 2, 10, 50$ の結果を示す (図 B.1)。図に示すのは $t = 0.48$ でこの時刻に対流は最も流速が大きくなり、有限振幅に達している。対流の水平構造が基本流のシアアの強さに依存して、セル型 (C(Cell) モード)、Tモード、基本流に沿うロール型 (P(Paralell) モード)、という3通りのパターンを示している。Cモードはシアアがない場合に生じる型と同じであるから、シアアが弱いためその影響を受けていないと解釈できる。一方Tモード及びPモードはともにシアアの影響を受けているが、シアアの大きさに依存して生じる型が

異なるという興味深い結果となった。なお T モードは基本流とともに移流されている (これは実験 REF でも見られた特徴である)。これらの結果は基本流の水平シアーが対流の水平構造に影響を与えていることを示すと同時に、その影響はシアーの大きさに依存して異なることを示している。

さらに $Re = 50$ の時間発展に注目すると、対流の水平構造は時間とともに C モード、T モード、P モードと変化していた。一方 $Re = 10$ の実験では C モード、T モードの順に発展し、T モードで有限振幅に達していた。この結果から、対流の水平構造は Re の大きさに関わらず C モード、T モード、P モードの順に時間発展するが、それが有限振幅に達したときの構造は、基本流のシアーが強く有限振幅になるまでにその影響を十分に受ける場合には P モード、一方基本流のシアーが弱く有限振幅になるまでにその影響をほとんど受けない場合には C モード、その中間で T モード、というメカニズムで決定されていると予想される。

B.2 線形安定性解析

数値実験を行なうことにより水平シア一流が対流に及ぼす影響が明らかになったが、ここではその力学過程を線形安定性解析を用いて調べてゆく。

B.2.1 支配方程式

用いる方程式は (1)~(3) を線形化した式である。支配方程式を得るためまず、(1) 式に $\nabla \times$ を作用させ渦度 ($\omega = \nabla \times \mathbf{u} = [\xi, \eta, \zeta]$) 方程式を作る。

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + Re\bar{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)\omega + Re\bar{u}_y\left[\frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial z}, \frac{\partial w}{\partial z}\right] - Re\bar{u}_{yy}v\mathbf{k} - Ta^{1/2}\frac{\partial u}{\partial z} \\ = Ra\left[\frac{\partial \rho}{\partial y}, -\frac{\partial \rho}{\partial x}, 0\right] + \nabla^2\omega \end{aligned} \quad (13)$$

さらに上式に $\nabla \times$ を作用させて以下の式を得る。

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + Re\bar{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)\nabla^2\mathbf{u} + Re\bar{u}_y\left[\frac{\partial^2 u}{\partial x\partial y} - \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial y\partial z}, 0, 2\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial y} - \frac{\partial^2 v}{\partial x\partial z}\right)\right] \\ + Re\bar{u}_{yy}\left[\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z}, -\frac{\partial v}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial x}\right] + Re\bar{u}_{yyy}v\mathbf{i} + Ta^{1/2}\frac{\partial \omega}{\partial z} \\ = Ra\left[\frac{\partial^2 \rho}{\partial x\partial z}, \frac{\partial^2 \rho}{\partial x\partial y}, -\nabla_h^2\rho\right] + \nabla^4\mathbf{u} \end{aligned} \quad (14)$$

上式と密度の移流拡散方程式 (3) のうちのいくつかを組み合わせることで解を求める。

B.2.2 鉛直構造

鉛直構造は水平シアが存在するため多少手間を要するが、従来の Rayleigh - Benard 問題と同様に、(13)(14) 式の鉛直成分と密度の移流拡散方程式 (12) から支配方程式系が得られる。境界条件を考慮することにより以下のように求まる。

$$w \sim w(x, y, t) \sin(m\pi z), \quad \zeta \sim \zeta(x, y, t) \cos(m\pi z), \quad \rho \sim \rho(x, y, t) \sin(m\pi z)$$

B.2.3 水平構造

水平構造を決める支配方程式は、(13)(14) 式の y 成分と密度の移流拡散方程式 (12) に $\nabla_z^2 (= \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2)$ を作用させた式から得られる。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + Re\bar{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)\eta - (Ta^{1/2} - Re\bar{u}_y)\frac{\partial v}{\partial z} = Ra\frac{\partial \rho}{\partial x} + \nabla^2\eta \quad (15)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + Re\bar{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)\nabla^2 v - Re\bar{u}_{yy}\frac{\partial v}{\partial x} + Ta^{1/2}\frac{\partial \eta}{\partial z} = Ra\frac{\partial^2 \rho}{\partial y \partial z} + \nabla^4 v \quad (16)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + Re\bar{u}\frac{\partial}{\partial x}\right)\nabla_z^2 \rho - \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial z}\right) = \nabla^2 \nabla_z^2 \rho \quad (17)$$

B.2.4 モード 分解 I

上式から変数 η, v, ρ は

$$\eta = H(y) \exp(ikx + \sigma t) \sin(m\pi z) \quad (18)$$

$$v = V(y) \exp(ikx + \sigma t) \cos(m\pi z) \quad (19)$$

$$\rho = P(y) \exp(ikx + \sigma t) \sin(m\pi z) \quad (20)$$

と表せる。これらを (6)~(8) 式に代入すると

$$(D_y^2 - a^2 - \sigma - ikRe\bar{u})H - m\pi(Ta^{1/2} - Re\bar{u}_y)V + ikRaP = 0$$

$$(D_y^2 - a^2 - \sigma - ikRe\bar{u})(D_y^2 - a^2)V + ikRe\bar{u}_{yy}V - m\pi Ta^{1/2}H + m\pi RaD_yP = 0$$

$$(D_y^2 - a^2 - \sigma - ikRe\bar{u})P - \frac{ik}{a^2}H + \frac{m\pi}{a^2}D_yV = 0$$

となる ($D_y = d/dy, a^2 = k^2 + l^2 + m^2\pi^2$)。この式を σ を固有値として固有値問題として解く。波数 k, m が与えられると y 方向の構造 ($H(y), V(y), P(y)$) と成長率 σ が解として求まる。

図 B.2 にこのようにして求められた成長率を k の関数として $Re = 2, 10, 50$ の場合について示す。シアーが強い ($Re = 50$) 場合 $k \simeq 0$ の解、即ち P モードの成長率が最も速く、一方

逆の場合 ($Re = 2$) には成長率は波数 k に大きく依存せず C モードが卓越する傾向が示される。これらの結果は数値実験と矛盾しないが、この解析では T モードの構造が表れなかった。これは解の形を (18)~(20) 式のように仮定している以上、移流されるような解 (T モード) は表現されないためと考えられる。

B.2.5 モード分解 II

そこで、T モードの構造が表せるような解析を試みる。ここではその前に、基本流とともに移流される T モードがなぜ、ある時間において P モードよりも早く成長するのかを考える (図 B.3)。議論を簡単にするため $\bar{u} = v$ とする。

平均流が存在する場合、基本流に沿う方向の流速 u は基本流 (\bar{u}) の移流効果で $v > 0$ のところで減速、 $v < 0$ のところで加速される ((10) 式の左辺第 4 項)。ロールが基本流の方向とある角度を持っている場合には、ロールから見た水平収束 (図 B.3 の $\partial v_n / \partial n$) が大きくなる。その結果、鉛直流が加速されより大きな位置エネルギーの解放が起り、そのため成長率が大きくなることが予想される。この鉛直流の加速は、ロールが基本流に沿う方向を向いている場合には生じない。このことは非常に荒い議論ではあるが以下のように定量化できる (図 B.3)。基本流から受けるレイノルズストレスによって東西方向に δt の間に加速される東西流速は $\delta u = -Re v \delta t$ で与えられる。ロールと基本流とのなす角度を θ とすると、この加速された流速はロールが傾いていた場合、ロールに直行する成分 $\delta u_n = -\delta u \sin \theta$ を持つ。それゆえ対流ロールに直行する流れ u_n の時間変化は、 $v = u_n \cos \theta, \tan \theta = 1/Ret$ の関係を用いると

$$du_n/dt = Re u_n \sin \theta \cos \theta = Re^2 t / (1 + Re^2 t^2) u_n$$

と表せる。それゆえロールが基本流を横切っている場合には、沿っている場合に比べ成長率は $Re^2 t / (1 + Re^2 t^2)$ だけ増加することが期待される。この関数は $t = 1/Re$ のときに最大

値 $Re/2$ をとり、それゆえ Re が大きければこの加速は早い時期に強く生じ、小さいときにはその逆になることが予想される。以上の定量化はいくつかの簡単化を行なっているため、必ずしも現実を正しく捉えているわけではないが、この Re に対する依存性は数値実験で見られた特徴と矛盾しないことから、その本質を表していると考えられる。

そこで、解の形を基本流によって移流されるモードで表現する。ただしここでも簡単のため、 $\bar{u} = y$ とする。

$$\eta = H(t) \exp(ik(x - Reyt) + \sigma t) \sin(m\pi z) \quad (21)$$

$$v = V(t) \exp(ik(x - Reyt) + \sigma t) \cos(m\pi z) \quad (22)$$

$$\rho = P(t) \exp(ik(x - Reyt) + \sigma t) \sin(m\pi z) \quad (23)$$

この解を (6)~(8) 式に代入すると、

$$\begin{aligned} D_t H &= -a^2 H - m\pi(Ta^{1/2} - Re)V + ikRaP \\ D_t V &= \frac{m\pi}{a^2} Ta^{1/2} H + [2k \frac{l - kRet}{a^2} Re - a^2] V - i \frac{l - kRet}{a^2} m\pi RaP \\ D_t P &= -\frac{ik}{b^2} H + i(l - kRet) \frac{m\pi}{b^2} V - a^2 P \end{aligned}$$

という時間に関する常微分方程式で表される ($D_t = d/dt, a^2 = a^2(t) = k^2 + (l - kRet)^2 + m^2\pi^2, b^2 = k^2 + m^2\pi^2$)。波数 k, l, m を与えて、上式を時間積分すれば解の時間発展が求まる。

図 B.4 に密度 (P) の時間発展を、二つの特徴的な場合 (i) $k = 0, l \neq 0$ (ii) $k \neq 0, l = 0$ について示す。(i) は基本流に沿う方向のロールで前述の P モードに対応し、(ii) は基本流を横切る方向の移流されるロールで T モードに対応する。

(i) は成長率が一定となるような時間発展をする。これは前述のように基本流の移流効果がないためで、また $k = 0$ の場合支配方程式は従来の Rayleigh - Benard 問題の Ta を $Ta^{1/2}(Ta^{1/2} - Re)$ と置き換えたものと同等となることから理解できる。一方 (ii) は成長

率が時間とともに変化している。この時間変化には二つの要因がある。その一つは全波数 $a(t)$ の時間変化であり、解が成長するときは、およそ Rayleigh - Benard 問題から求まる解の成長に必要な波数の範囲内にあるときである。もう一つは前述の基本流の移流効果による収束・発散の強化に伴う鉛直流の増加に起因する。実際、(ii) は (i) と比べこの効果によって成長率が増加している (図 B.4c)。

また、この結果は対流の水平構造が時間とともに C モード、T モード、P モードの順で発展することも示している。即ち初期の段階では、基本流による鉛直流の増加の効果が小さいので、(i)(ii) に顕著な違いは生じず、C モードが現れ、その後基本流の効果が最も強くなり (ii) 即ち T モードが卓越し、十分時間が経つと鉛直流の加速の効果が小さくなると同時に、波数が増加することにより (ii) は減衰し、相対的に (i) 即ち P モードが卓越する (図 B.5)。

B.3 まとめ

以上の解析から基本流の水平シアの影響を受けた対流の水平構造は、基本流の移流効果によって基本流を横切るロール型と基本流に沿うロール型があり、また有限振幅時の対流の水平構造はシアの強さに依存するところが明らかになった。ここでの線形解析で用いた基本流の構造は $\bar{u} = y$ であり、数値実験で用いた構造と異なっているが、同様の力学過程で T モードが不安定化していると考えられる。

参考文献

- Akitomo, K., Open-ocean deep convection due to thermobaricity. 2. Numerical experiments, *J. Geophys. Res.*, , 5235-5249, 1999.
- Asai, T., Three-dimensional features of thermal convection in a plane Couette flow, *J. Met. Soc. Japan*, 48, 18-29, 1970.
- Awaji, T., Water mixing in a tidal current and the effect of turbulence on tidal exchange through a strait, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 501-514, 1982.
- Charney, J.G., The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Meteorol.*, 4, 135-163, 1947.
- Chan, D. and H.R.Cho, The dynamics of moist frontogenesis in a semi-geostrophic model, *Atmos.-Ocean*, 29,85-101, 1991.
- Clarke, R.A., and J.C.Gascard, The formation of Labrador Sea Water. Part I: Large-scale processes, *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1764-1778, 1983.
- Eady, E.T., Long waves and cyclone waves, *Tellus*, 1, 33-52, 1949.
- Emanuel, K.A., Frontal circulations in the presence of small moist symmetric stability, *J. Atmos. Sci.*, 42, 1062-1071, 1985.
- Emanuel, K.A., Observational evidence of slantwise convective adjustment, *Mon. Weather. Rev.*, 116, 1805-1816, 1988.
- Eriksen, C.C., R.A.Weller, D.L.Rudnick, R.T.Pollard, and L.A.Regier, Ocean Frontal Variability in the Frontal Air-Sea Interaction Experiment, *J. Geophys. Res.*, 96, 8569-8591, 1991.

- Gascard, J.C. and R.A. Clarke, The formation of Labrador Sea Water. Part II: Mesoscale and smaller-scale processes, *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1779-1797, 1983.
- Gent, P.R., and J. McWilliams, Isopycnal mixing in ocean circulation models, *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 150-155, 1990.
- Gordon, A.L., Deep Antarctic convection west of Maud Rise, *J. Phys. Oceanogr.*, 8, 600-612, 1978.
- Haine, T.W.N., and J. Marshall, Gravitational, symmetric, and baroclinic instability of the ocean mixed layer, *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 634-658, 1998.
- 花輪 公雄, 北太平洋に見い出された約十年/数十年スケール変動, 月刊海洋, 29, 637-642, 1997.
- Hayashi, Y., Estimation of nonlinear energy transfer spectra by the cross-spectral method, *J. Atmos. Sci.*, 37, 299-307, 1980.
- Hoskins, B.J., The geostrophic momentum approximation and the semi-geostrophic equations, *J. Atmos. Sci.*, 32, 233-243, 1975.
- Hoskins, B.J. and I. Draghici, The forcing of ageostrophic motion according to the semi-geostrophic equations and in an isentropic coordinate model, *J. Atmos. Sci.*, 1977, 1859-1867, 1977.
- Jones, H., and J. Marshall, Convection with rotation in a neutral ocean: a study of open-ocean deep convection, *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 1009-1039, 1993.
- Iselin, C.O.D., The influence of vertical and lateral turbulence on the characteristics of waters at mid-depths, *Trans. Amer. Geophys. Union.*, 20, 414-417, 1939.

- Kawamura, H. and P.Wu, Formation mechanism of Japan Sea Proper Water in the flux center off Vladivostok, *J. Geophys. Res.*, *103*, 21,611-21,622, 1998.
- Killworth, P.D., Deep convection in the world ocean, *Rev. of Geophys. and Space Physics*, *21*, 1-26, 1983.
- Kim, K., and J. Y. Chung, On the salinity-minimum and dissolved oxygen-maximum layer in the East Sea (Sea of Japan), *Ocean Hydrodynamics of the Japan and East China Seas*, T.Ichiye, Ed., Elsevier, 56-66, 1984.
- Lazier, J.R.N., and D.G.Wright, Annual velocity variations in the Labrador Current, *J. Phys. Oceanogr.*, *23*, 659-678, 1993.
- Legg, S., J. McWilliams, and J. Gao, Localization of deep ocean convection by a mesoscale eddy, *J. Phys. Oceanogr.*, *28*, 944-970, 1998.
- Levitus, S., Climatological atlas of the world ocean, *National Oceanic and Atmospheric Administration*, 173pp., 1982.
- Luyten, J., J. Pedlosky, and H. Stommel, The ventilated thermocline, *J. Phys. Oceanogr.*, *13*, 292-309, 1983.
- Marshall D., Subduction of water masses in an eddying ocean, *J. Mar. Res.*, *55*, 201-222, 1997.
- Marshall J.C., and F. Schott, Open-ocean convection: observations, theory, and models, *Rev. Geophys.*, *37*, 1-64, 1999.
- Maxworthy, T., and S. Narimousa, Unsteady, turbulent convection into a homogeneous, rotating fluid, with oceanographic applications, *J. Phys. Oceanogr.*, *24*, 865-887, 1994.

- MEDOC Group, Observation of formation of deep water in the Mediterranean Sea, *Nature*, 227, 1037-1040, 1970.
- Orlansky, I., and M.D. Cox, Baroclinic instability in ocean currents, *Geophys. Fluid Dyn.*, 4, 297-332, 1973.
- Pedlosky, J., Geophysical Fluid Dynamics, *Springer Verlag*, 710pp., 1979.
- Pickart, R., S., W. M. Smethie Jr, J.R.N. Lazier, E.P. Jones, and W.J. Jenkins, Eddies of newly formed upper Labrador Sea water, *J. Geophys. Res.*, 101, 20,711-20,726, 1996.
- Pickart, R., S., M.A. Spall, and J.R.N. Lazier, Mid-depth ventilation in the western boundary current system of the sub-polar gyre, *Deep Sea. Res.*, 44, 1025-1054, 1997.
- Pollard, R.T., and L.A. Regier, Vorticity and Vertical Circulation at an ocean front, *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 609-625, 1992.
- Qiu, B., and R.X. Huang, Ventilation of the North Atlantic and North Pacific: Subduction versus obduction, *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 2374-2390, 1995.
- Schott, F., M. Visbeck, and J. Fischer, Observations of vertical currents and convection in the central Greenland Sea during the winter of 1988-1989, *J. Geophys. Res.*, 98, 14,401-14,421, 1993.
- Schott, F., and K. D. Leaman, Observations with moored acoustic Doppler current profiles in the convection regime in the golfe du Lion, *J. Phys. Oceanogr.*, 21, 558-574, 1991.
- Send, U., and J. Marshall, Integral effects of deep convection, *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 855-872, 1995.

- Senjyu, T., and H. Sudo, Water characteristics and circulation of the upper portion of the Japan Sea Proper Water, *J. Mar. Sys.*, 4, 349-362, 1993.
- Seung, Y. H., and J. H. Yoon, Some features of winter convection in the Japan Sea. *J. Oceanogr. Soc. Jpn.*, 51, 61-73, 1995.
- Shapiro, M.A. and D. Keyser, Fronts, Jet Streams and Tropopause, *Extratropical Cyclones, The Erik Palmen Memorial Volume*, C.W. Newton and E. Holopainen, Eds., Amer. Meteor. Soc., 167-191, 1990.
- Smethie Jr, W.M., Tracing the thermocline circulation in the western North Atlantic using chlorofluorocarbons, *Prog. Oceanogr.*, 31, 51-99, 1993.
- Spall, M.A., Frontogenesis, subduction, and cross-front exchange at upper ocean fronts, *J. Geophys. Res.*, 100, 2543-2557, 1995.
- Stommel, H., Determination of watermass properties of water pumped down from the Ekman layer to the geostrophic flow below, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.*, 76, 3051-3055, 1979.
- Stone, P.H., Baroclinic stability under non-hydrostatic conditions, *J. Fluid Mech.*, 45, 659-671, 1971.
- Straneo, F., and M. Kawase, Comparisons of localized convection due to localized forcing and to preconditioning, *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 55-68, 1999.
- Tomczak, M., and J.S. Godfrey, Regional Oceanography: an introduction, *Pergamon*, 422pp, 1994.
- Visbeck, M., J. Marshall, T. Haine, and M. Spall, Specification of eddy transfer coefficients in coarse-resolution ocean circulation models, *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 381-402, 1997.

Weller, R.A., D.L.Rudnick, C.C.Eriksen, K.L.Polzin, N.S.Oakey, J.W.Toole, R.W.Schmitt, and R.T.Pollard, Forced ocean response during the Frontal Air-Sea Interaction Experiment, *J. Geophys. Res.*, 96, 8611-8638, 1991.

Woods,J.D., The physics of thermocline ventilation, *Coupled Ocean-Atmos. Models*, J.C.J.Nihoul, Ed., Elsevier, 543-590, 1985.

Yoshikawa, Y., T. Awaji, and K. Akitomo, Formation and circulation processes of intermediate water in the Japan Sea, *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 1701-1722, 1999.

Exp.	REF	ADJ	BAR6
$(\nabla_H^2 q_g + f^2 \frac{\partial^2}{\partial Z^2}) f \zeta_g^{-1} w$ ($\times 10^{-16} m^{-1} s^{-3}$)	15.6	13.1	2.34
$2 \nabla_H \cdot \boldsymbol{Q}$ ($\times 10^{-16} m^{-1} s^{-3}$)	7.64	8.61	1.92
q_g ($\times 10^{-8} s^{-2}$)	25.1	18.3	58.5
ζ_g ($\times 10^{-4} s^{-1}$)	0.983	1.00	1.00

表 1 実験 REF、実験 BAR6、実験 ADJ におけるオメガ式 (7) の左辺 $(\nabla_H^2 q_g + f^2 \frac{\partial^2}{\partial Z^2}) f \zeta_g^{-1} w$ 、右辺 (地衡力) $2 \nabla_H \cdot \boldsymbol{Q}$ 、絶対渦度の鉛直成分 ζ_g 、及び渦位 q_g の深さ 200m での平均値。平均は傾圧域 ($4km \leq y \leq 20km$, $30km \leq y \leq 46km$) で下降流が生じている領域のうち、渦位が正の領域で平均をした。

Exp.	REF	wbREF	sbREF	wcREF	scREF
ρ_m ($10^{-2} kg m^{-3}$)	5.	2.5	10.	5.	5.
D_f ($10^{-6} kg m^{-2} s^{-1}$)	6.4	6.4	6.4	3.2	12.8
	BAR0	wBAR0	sBAR0		
ρ_m ($10^{-2} kg m^{-3}$)	5.	2.5	10.		
D_f ($10^{-6} kg m^{-2} s^{-1}$)	0.	0.	0.		

表 2 各実験で用いられたパラメター (ρ_m, D_f) の値。

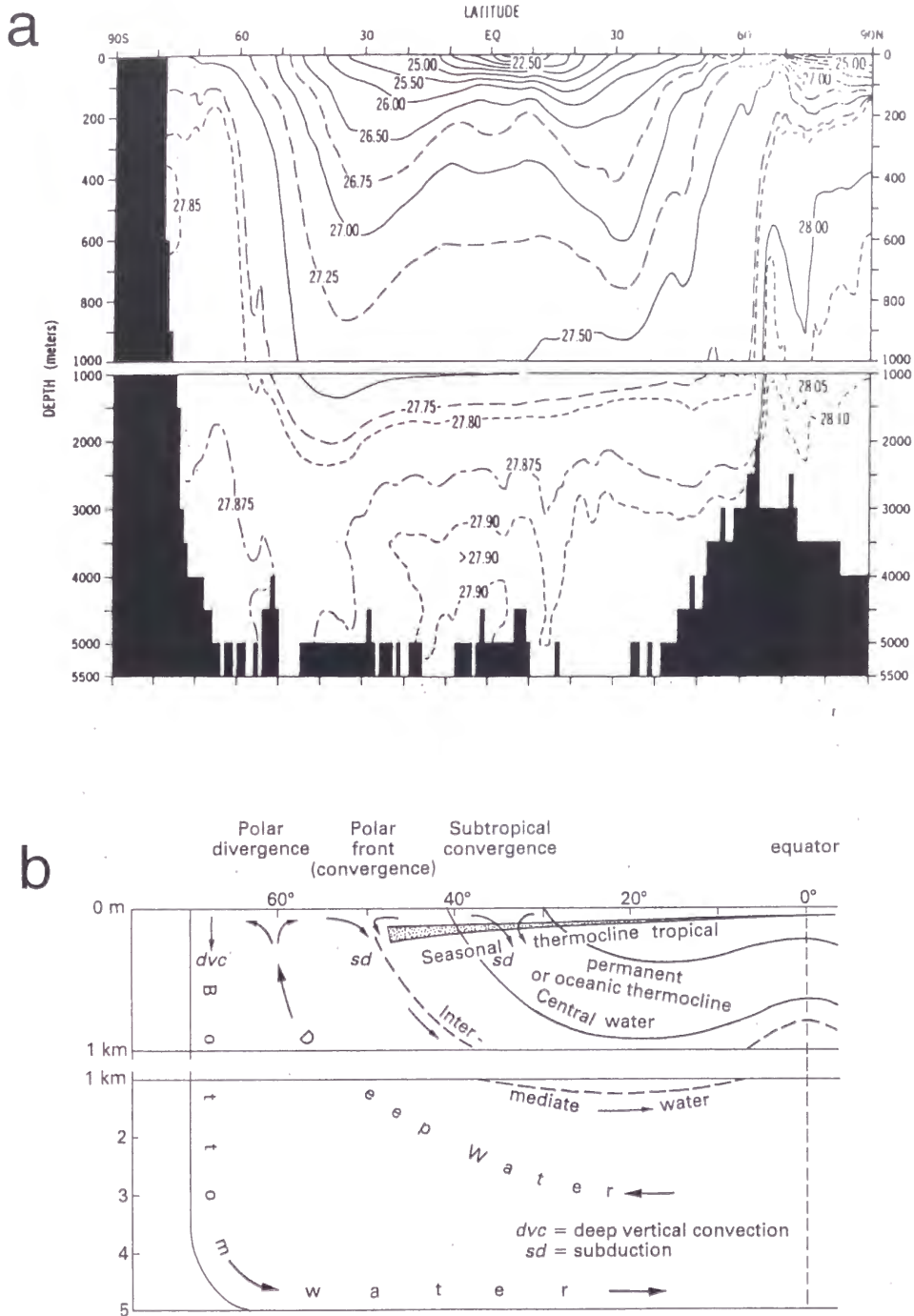
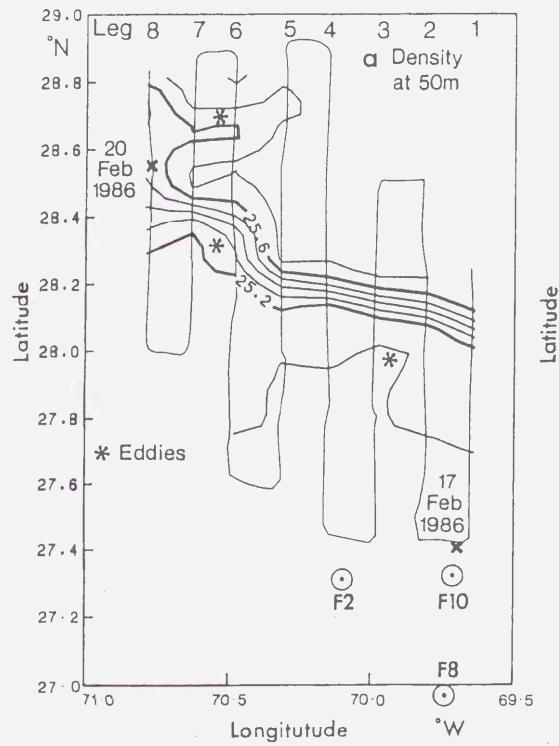


図1 (a) 北大西洋における東西平均密度の南北断面図。1000mでのスケールの変化に注意。1000m以浅に密度成層の強い層が見られる。Levitus [1982] より抜粋。(b) 中・深層水形成の模式図。sdはサブダクション (subduction)、dvcは深い対流 (deep vertical convection) を意味する。この図では主密度躍層内の海水を Central Water と呼び中層水 (Intermediate water) と区別しているが、どちらもサブダクション過程を経て海洋中層に輸送されていると言う点で同じであり、本研究では Central water も中層水として扱う。Tomczak and Godfrey [1994] より抜粋。

a



b

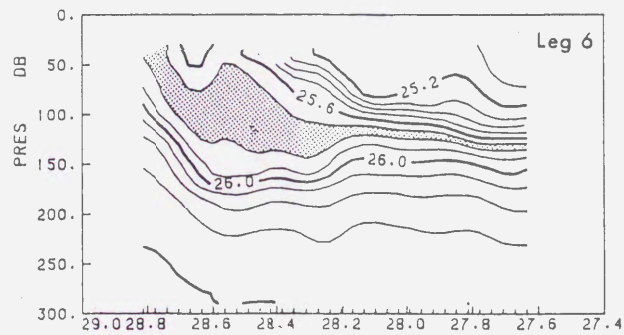
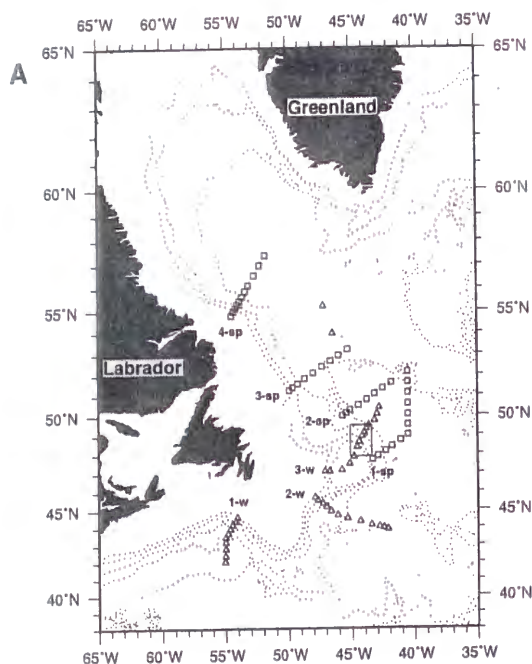
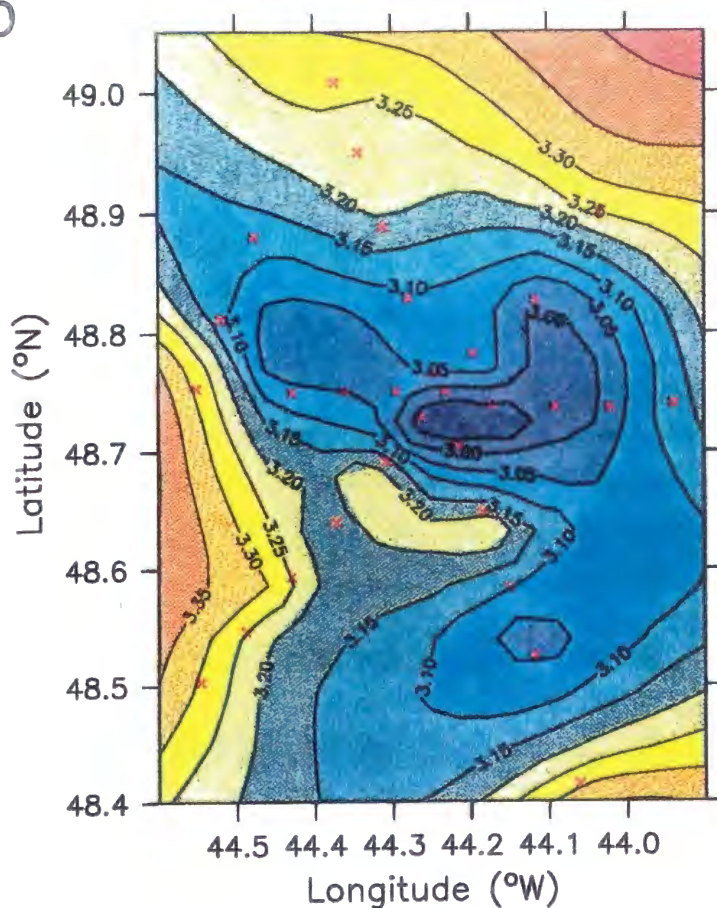


図2 (a) FASINEXで行なわれた観測線と50m深における密度の分布 [Pollard and Reiger 1992]。高気圧性の渦が観測された位置をアスタリスクで示してある。(b) 観測線 Leg6 における密度の鉛直断面図。横軸は緯度 (°N)。ハッチのついた領域は $25.7\text{kgm}^{-3} \sim 25.8\text{kgm}^{-3}$ の等密度層を示す。28.5°N 付近に高気圧性渦が捉えられている。

a



b



Potential Temp. (450–550m)

c

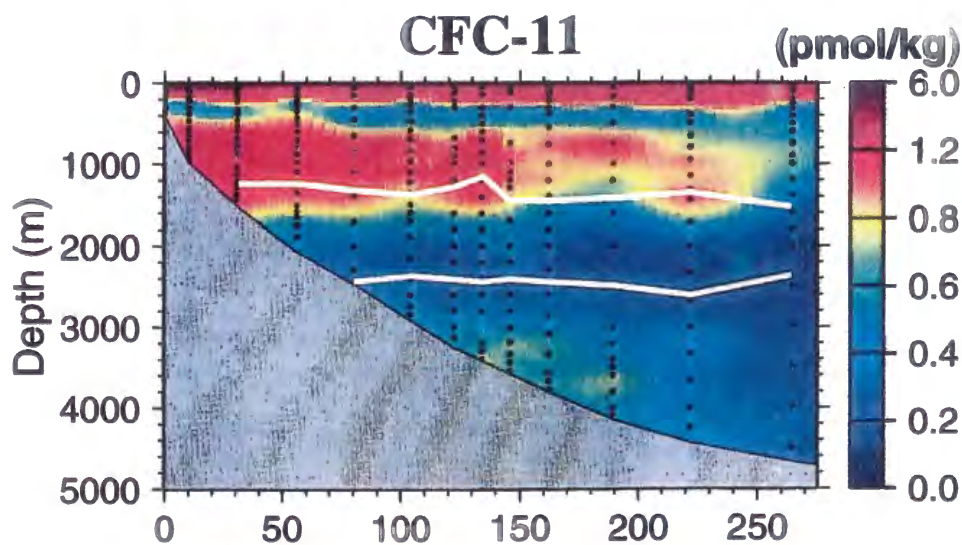
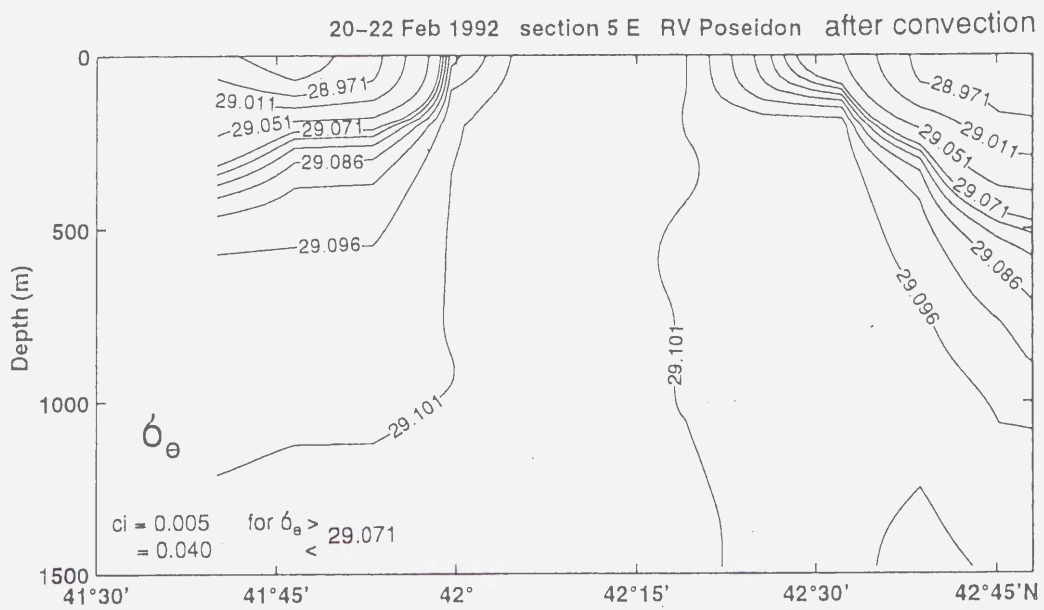


図3 (a) *Pickart et al.* [1996] によって 1991 年冬 (1-w~3-w) と 1992 年春 (1-sp~4-sp) に行なわれた、ラブラドル海南西域での観測地点の図。(b) 観測された海面起源水のパッチ。図に示す領域は (a) の四角で示してある。等値線は温位。図には示されていないが、このパッチ内で高いフロン (CFC-11) が観測された。(c) 西経 65° におけるフロンの南北断面図。白い線は古典的ラブラドル海水の層 (1500m ~ 2500m) を示す。400m から 1500m 深にかけてフロン濃度のピークが見られる。このピークは北大西洋の亜熱帯循環域や、南大西洋西岸域でも観測されている [e.g., *Smethie* 1993]。観測されたパッチ内の海水は、この高フロンで特徴付けられる中層水の起源水であることが示唆されている。

a



b

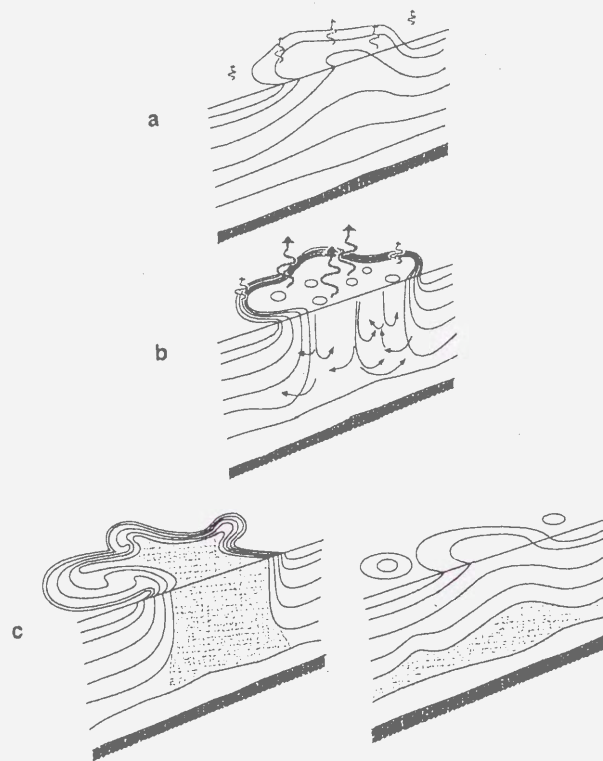


図4 (a) 地中海で観測された、深い対流発生後の混合パッチ周辺でのポテンシャル密度の鉛直断面図。(b) 深い対流に伴う深層水形成過程の模式図。a. プレコンディショニング、b. 対流による鉛直混合、c. 傾圧不安定による水平輸送。Marshall and Send [1998] より抜粋。

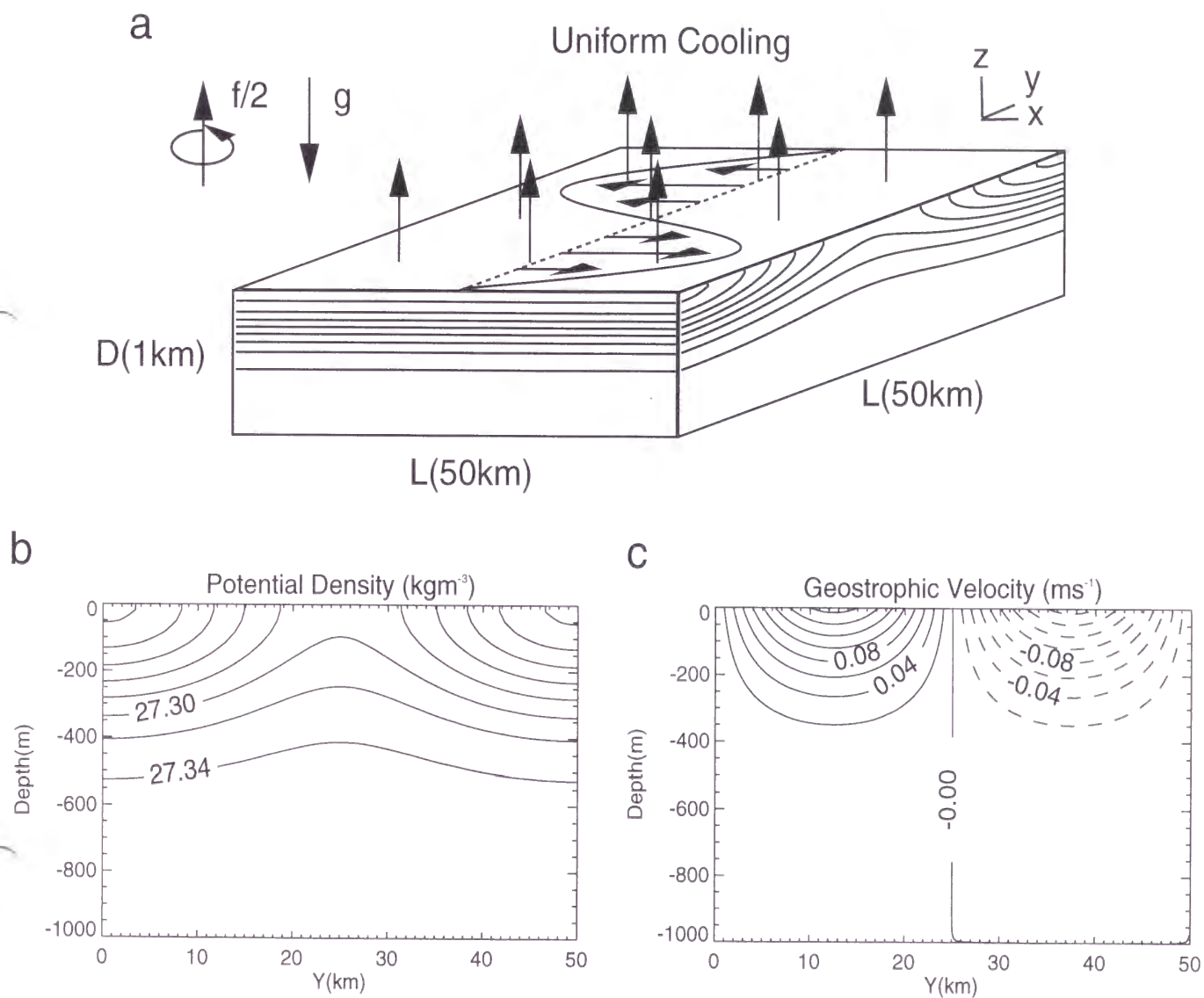


図 5 (a) モデルの概略図。側面の等値線は密度、上面のグラフは海面での地衡流の分布を表す。(b) 初期密度構造。等値線間隔は $2 \times 10^{-2} \text{kgm}^{-3}$ 。(c) 初期地衡流構造。等値線間隔は $2 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$ 。実線は東向流、破線は西向流を表す。

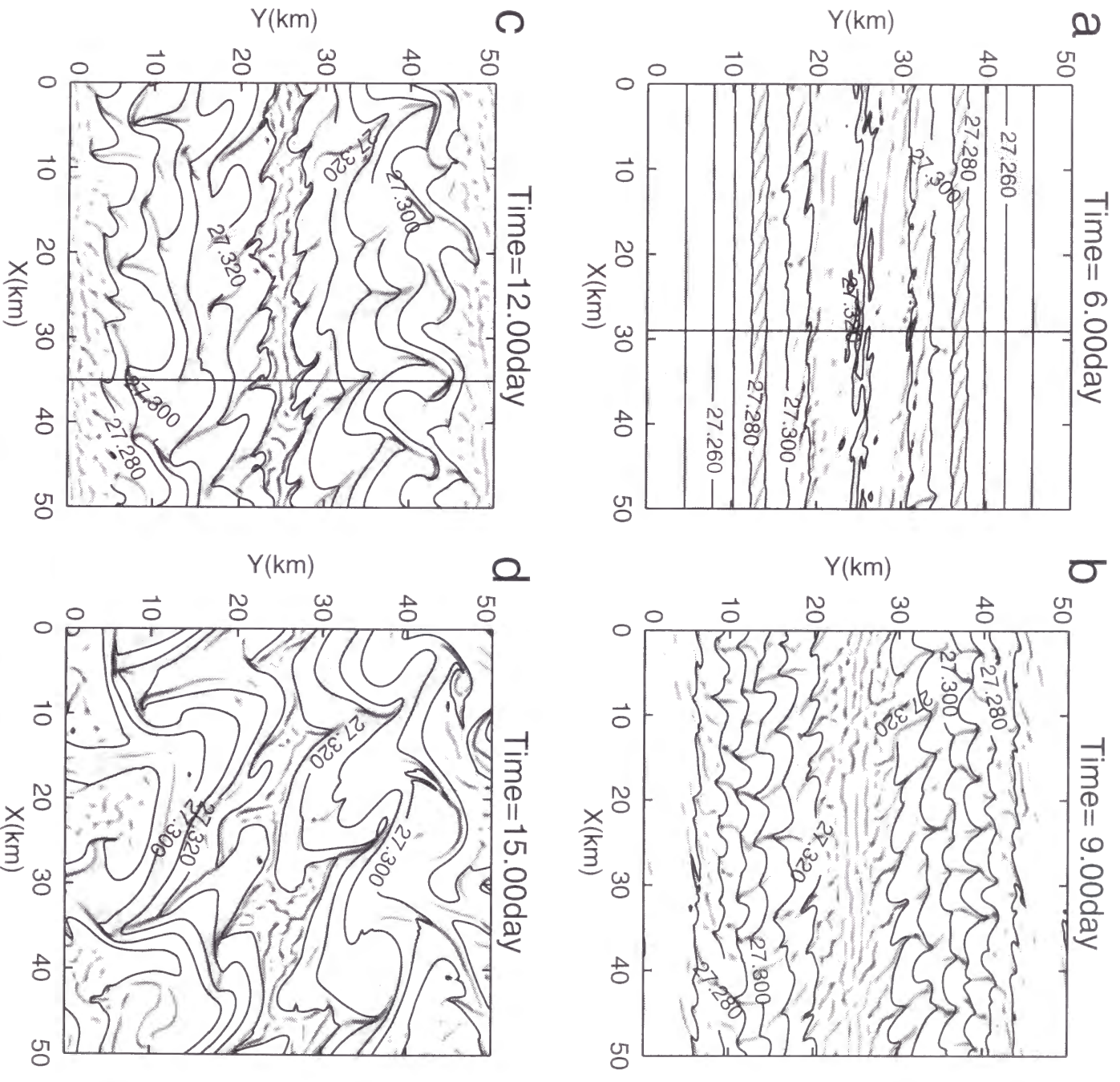


図 6 密度 (実線、等値線間隔 $1 \times 10^{-2} \text{ kgm}^{-3}$) 及び鉛直流速 (陰影) の水平断面図 ($z = 100 \text{ m}$)。 (a) 6 日目、(b) 9 日目、(c) 12 日目、(d) 15 日目。 (a) 及び (c) における点線は図 3 における南北断面の位置を示す。

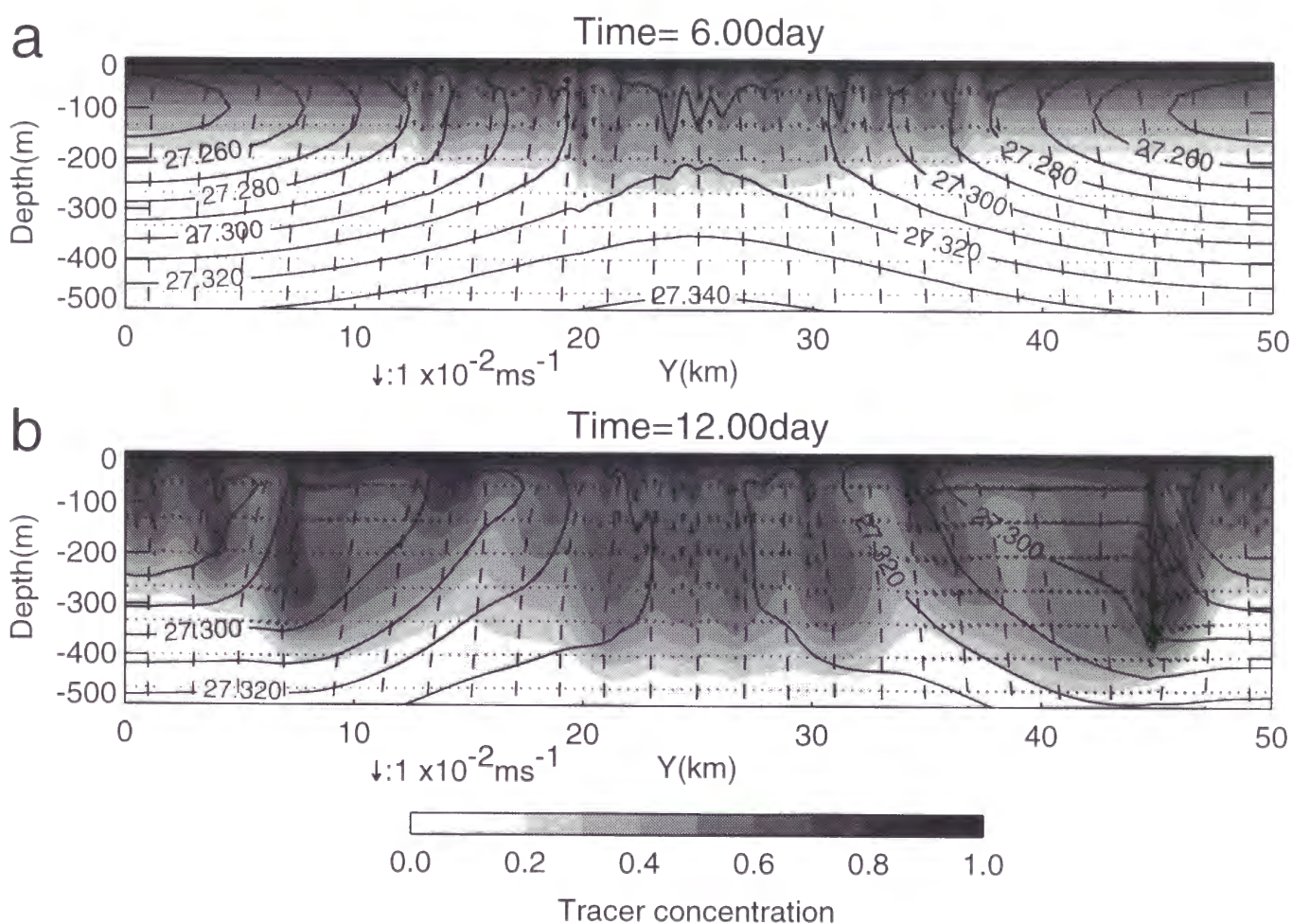


図7 密度(実線、等値線間隔 $1 \times 10^{-2} \text{ kg m}^{-3}$)、トレーサー濃度(陰影)、絶対運動量の東西成分($u - fy$)(破線、等値線間隔 0.2 ms^{-1})、及び流速(矢印)の南北断面図。最大下降流が観測された経度での分布を示す。(a)6日目 ($x = 29 \text{ km}$)、(b)12日目 ($x = 35 \text{ km}$)。

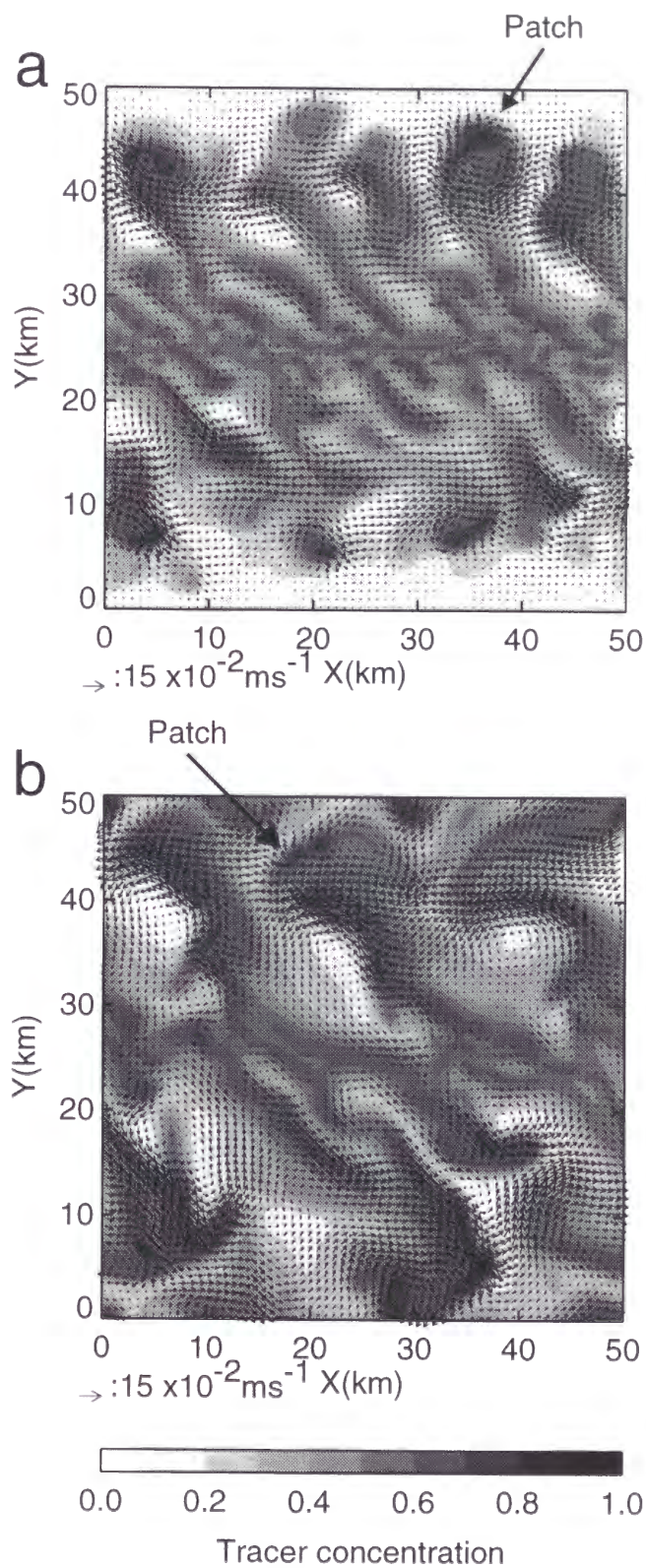


図 8 水平流速(矢印)及びトレーサー濃度(陰影)の水平断面図($z = 300m$)。(a)12日目、(b)15日目。太い矢印は典型的なパッチの位置を示す。

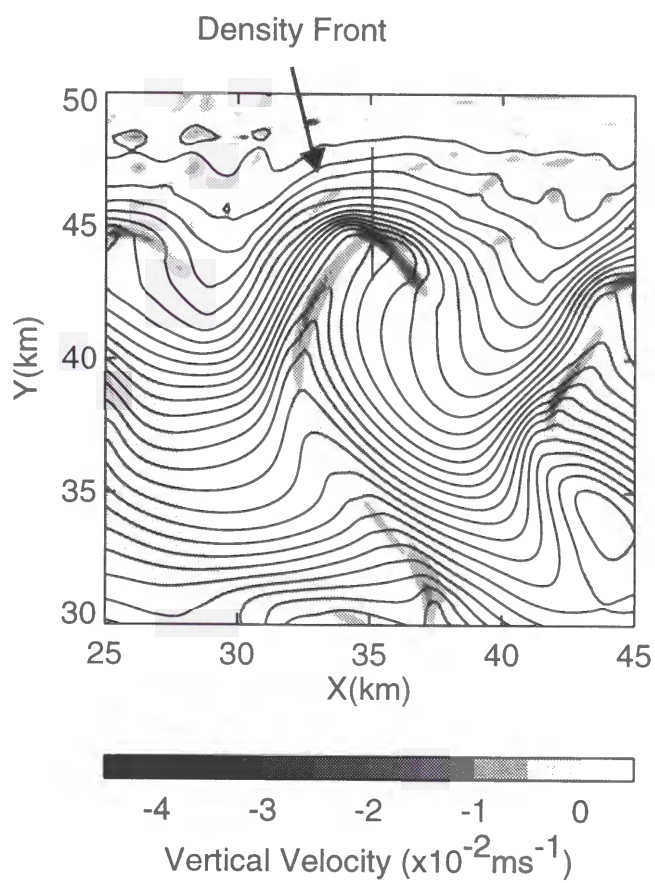


図9 最大の強い前線下降流 ($x = 35\text{km}, y = 45\text{km}$) 付近での密度 (実線、等値線間隔 $1 \times 10^{-3} \text{kgm}^{-3}$) 及び鉛直流 (陰影) の水平断面拡大図 ($z = -133\text{m}$)。太い矢印は逆カンマ型の前線の位置を示す。破線は図6での南北断面の位置を表す。

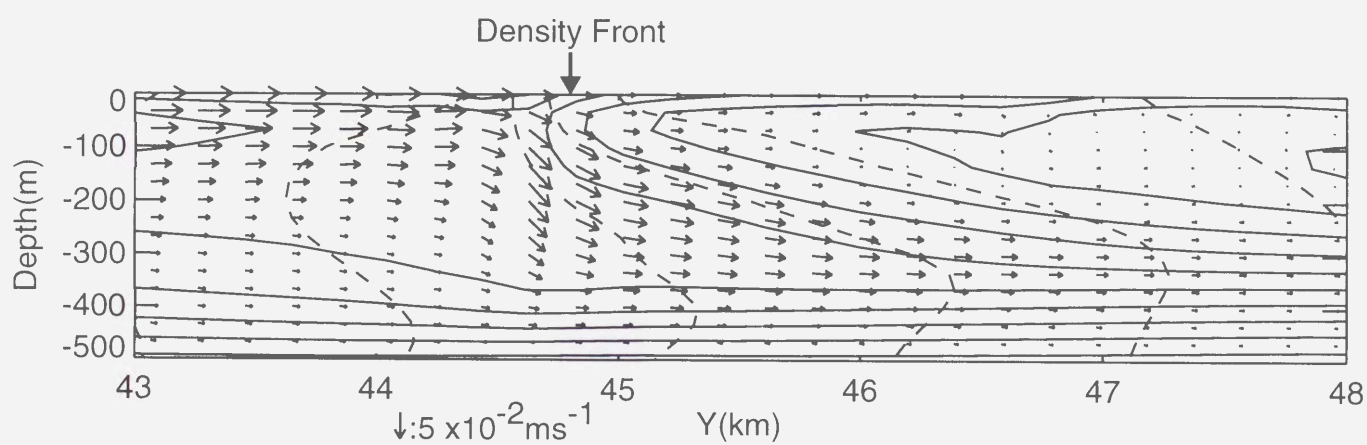


図 10 最大の強い前線下降流 ($x = 35 \text{ km}, y = 45 \text{ km}$) 付近での密度 (実線)、絶対運動量の東西成分 (破線、等値線間隔 0.1 ms^{-1})、及び流速 (矢印) の子午面断面拡大図 ($x = 35 \text{ km}$)。

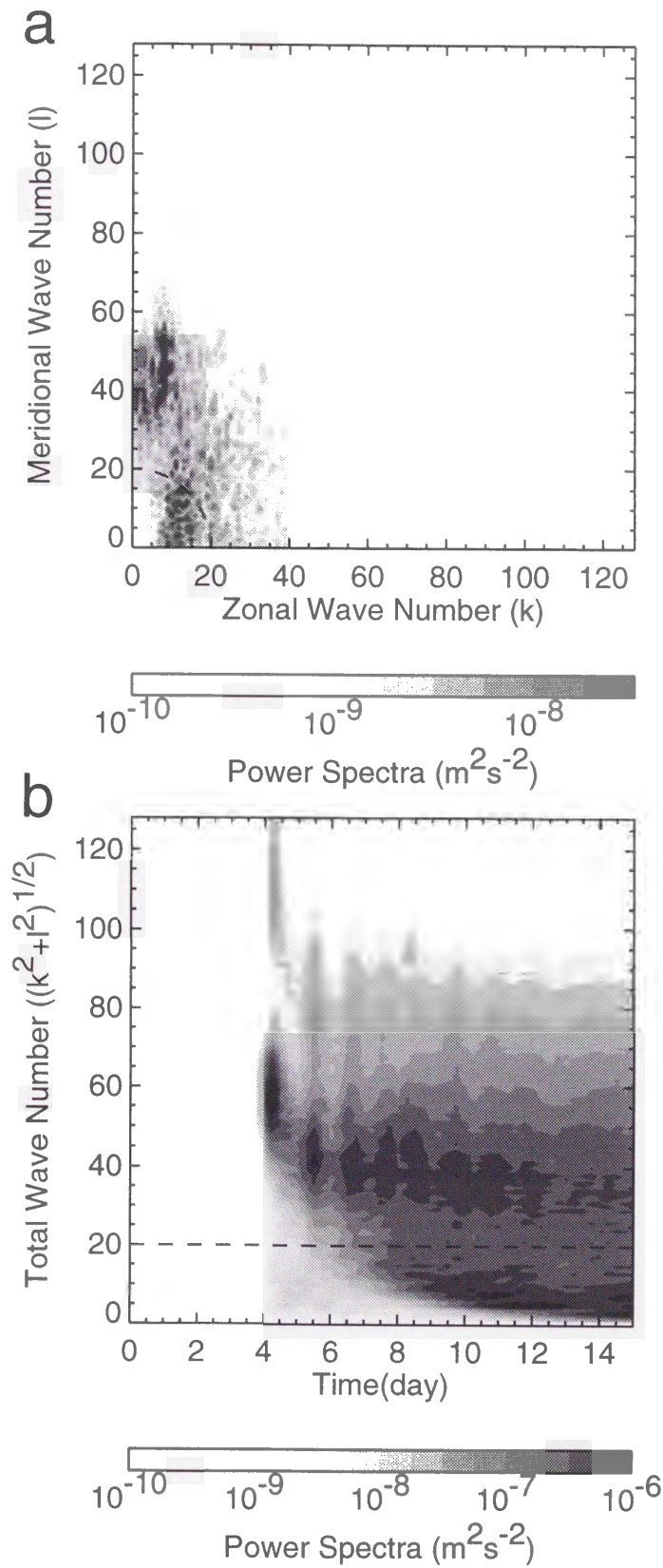


図 11 鉛直積分された鉛直流パワースペクトル ($\tilde{w}_{kl}^* \tilde{w}_{kl}/2$) の (a) 波数空間 (k, l) 上での分布 (8 日目)、(b) 時間 (横軸) 及び全波数 $((k^2 + l^2)^{1/2})$ (縦軸) の関数として表した時の分布。破線は全波数 20 の線を表し、傾圧波の波数領域 (domain B) と対流・強い前線下降流の波数領域 (domain C) の境界を表す。

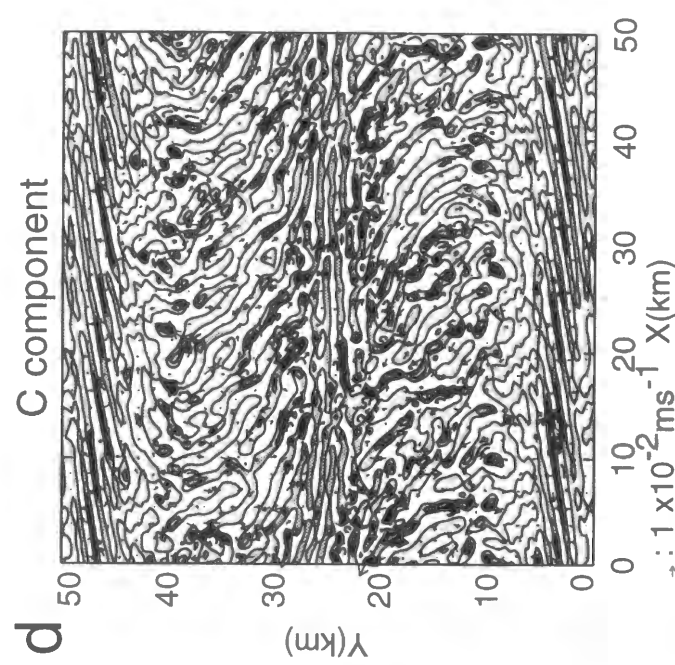
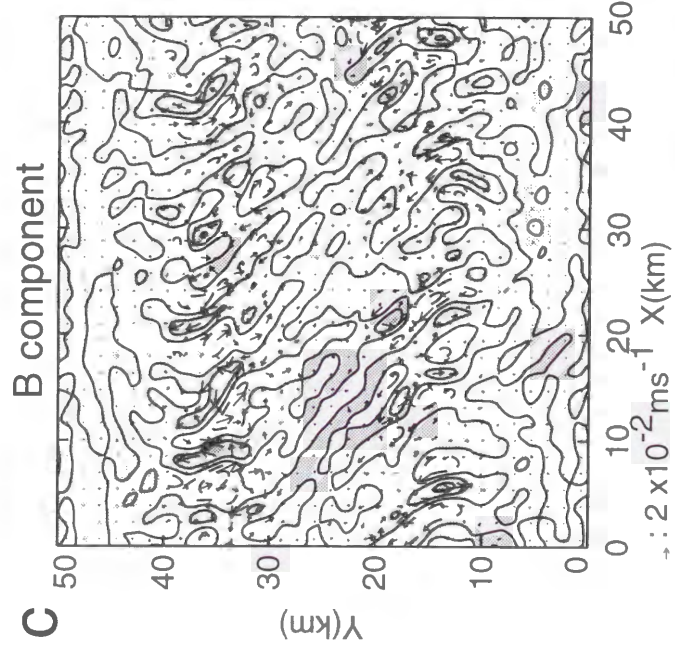
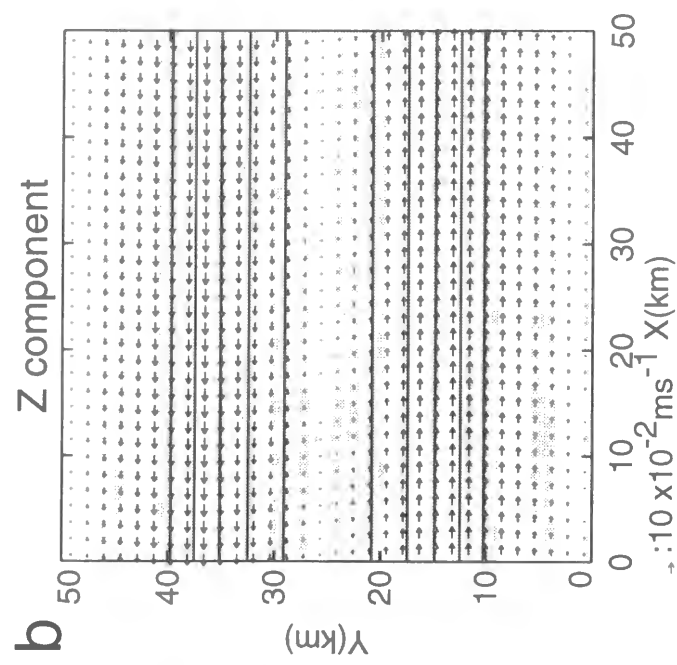
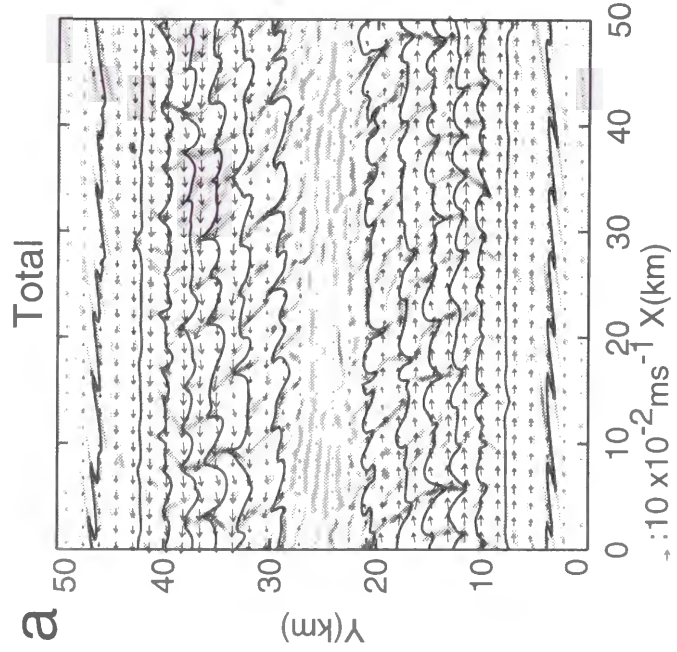


図12 8日目における水平流速(矢印)、鉛直流速(陰影)、及び密度(実線)の(a)全成分(最大水平流速 $u_{\max} = 0.16 \text{ms}^{-1}$ 、最大下降流速 $w_{\max} = 2.2 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$)、(b)Z成分 ($u_{\max} = 0.11 \text{ms}^{-1}$, $w_{\max} = 3.2 \times 10^{-4} \text{ms}^{-1}$)、(c)B成分 ($u_{\max} = 5.8 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$, $w_{\max} = 5.8 \times 10^{-3} \text{ms}^{-1}$)、(d)C成分 ($u_{\max} = 3.2 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$, $w_{\max} = 2.0 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$)の分布。

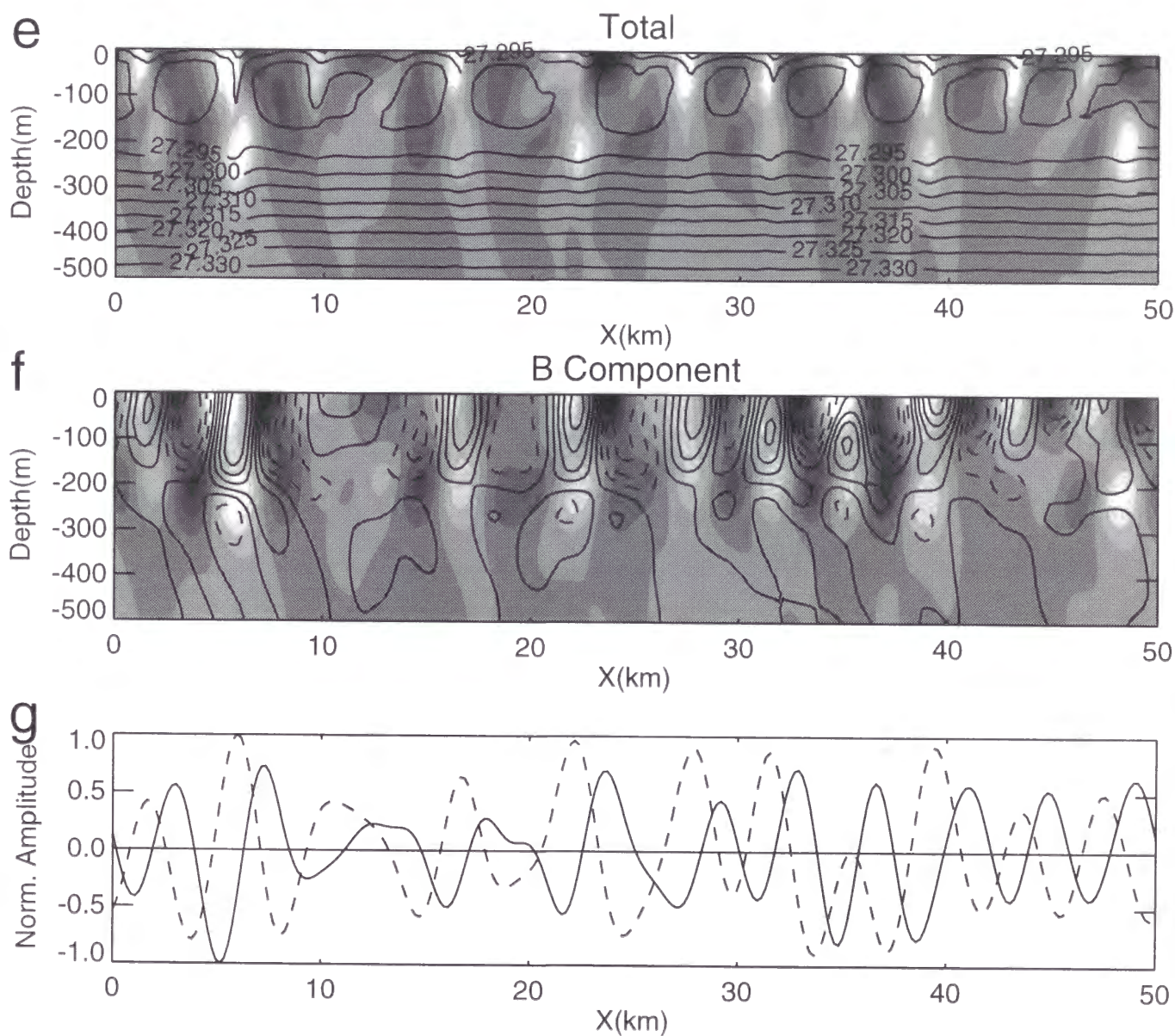


図 12 つづき。(e) 全成分の南北流速 (陰影、濃い色が北向き、等値線間隔は $1 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$) 及び密度 (実線、等値線間隔は 5×10^{-3}) の東西断面図 ($y = 12.5 \text{km}$)。平均流は下層で 0、海面で最大で東向き (図では右向き) となっている。(f) B 成分の南北流速 (陰影、濃い色が北向き) 及び密度 (実線 (正) 及び破線 (負)) の東西断面図 ($y = 12.5 \text{km}$)。値は最大値で規格化してある。(g) B 成分の南北流速 (実線) 及び密度 (破線) の海面における分布 ($y = 12.5 \text{km}$)。

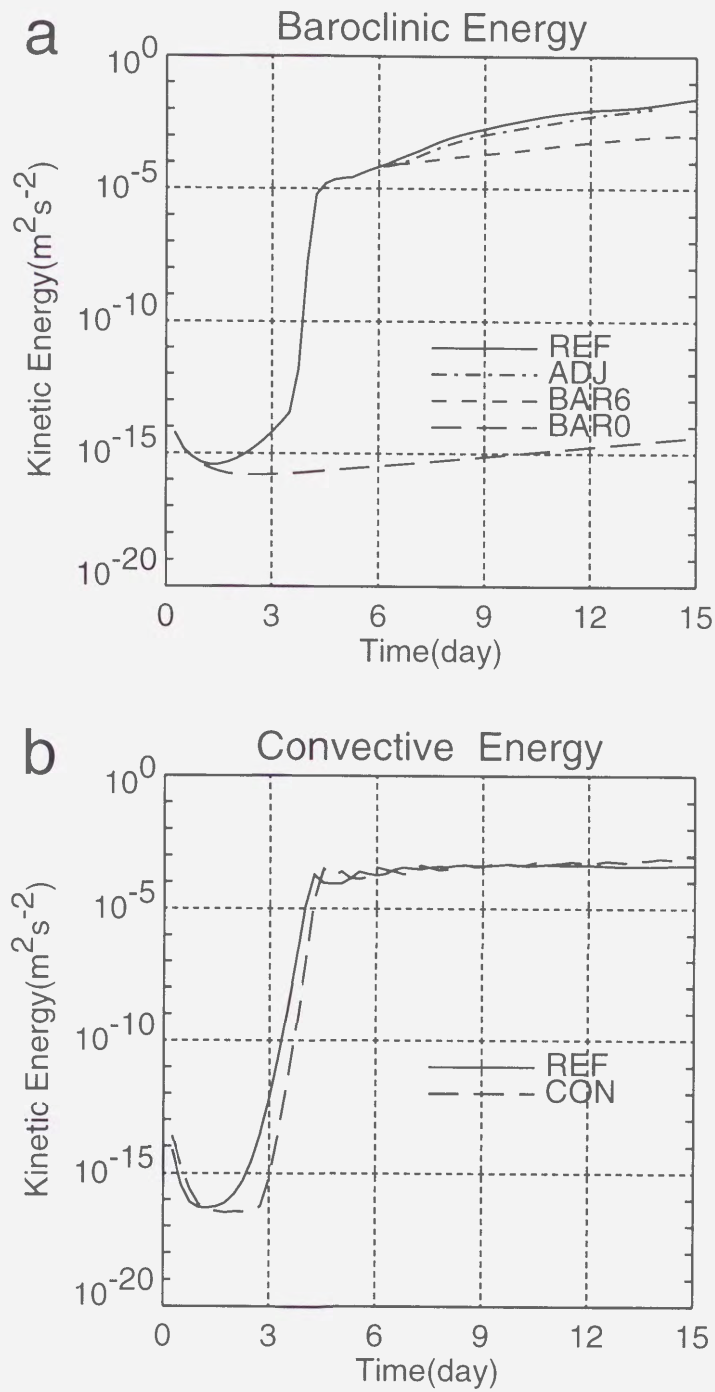


図 13 (a) 傾圧エネルギー KE_B の時間発展。実験 REF(実線)、実験 BAR0(長い破線)、実験 BAR6(破線)、実験 ADJ(一点鎖線)。(b) 対流エネルギー KE_C の時間発展実験 REF(実線)、実験 CON(長い破線)。

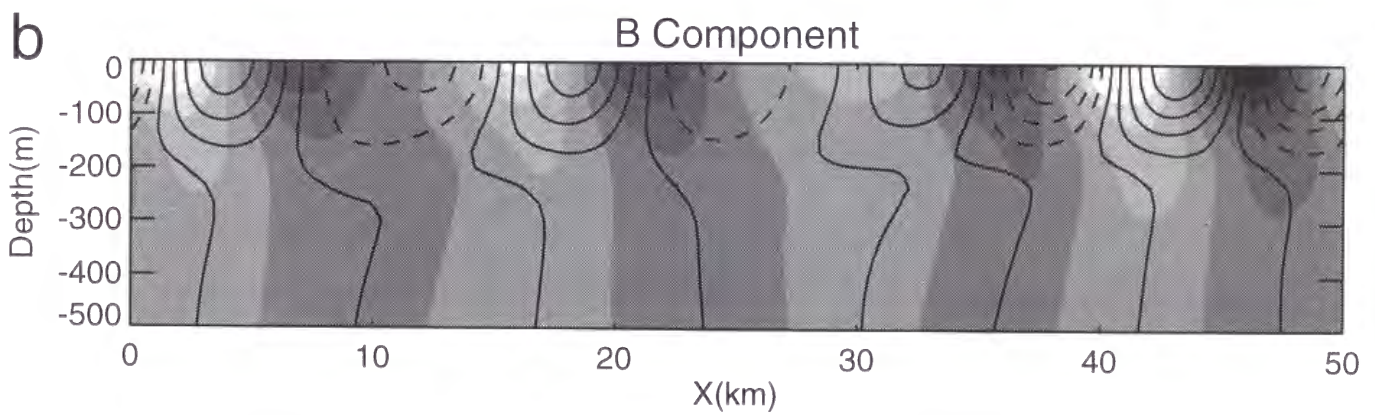
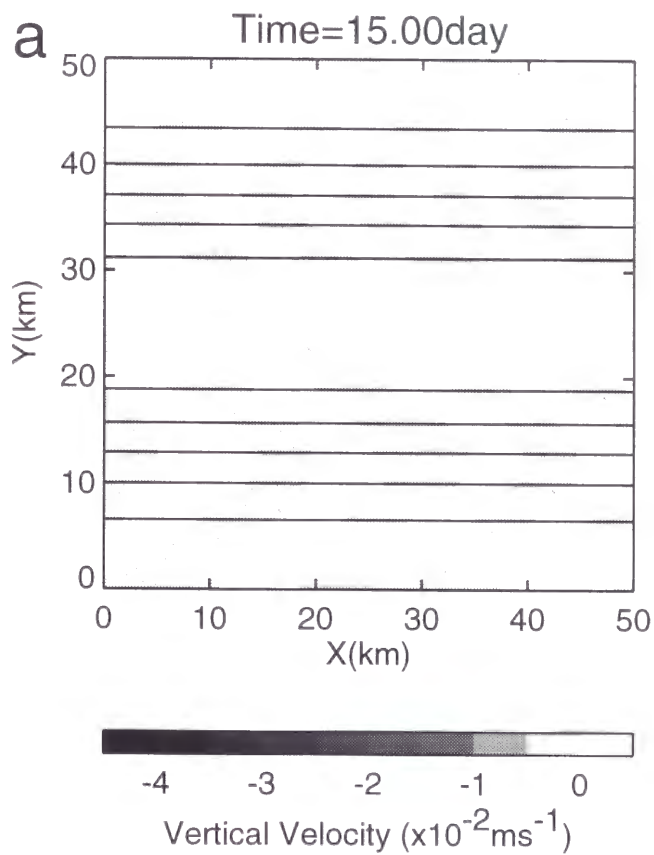


図 14 実験 BAR0 の結果 (15 日目)。(a) 図 6 と同じ。ただし傾圧波に起因する鉛直流速は東西一様に変動する慣性振動に伴う流速に比べ極めて小さいため、図の鉛直流速は東西平均値からの偏差で示してある。(b) 図 12e と同じ。

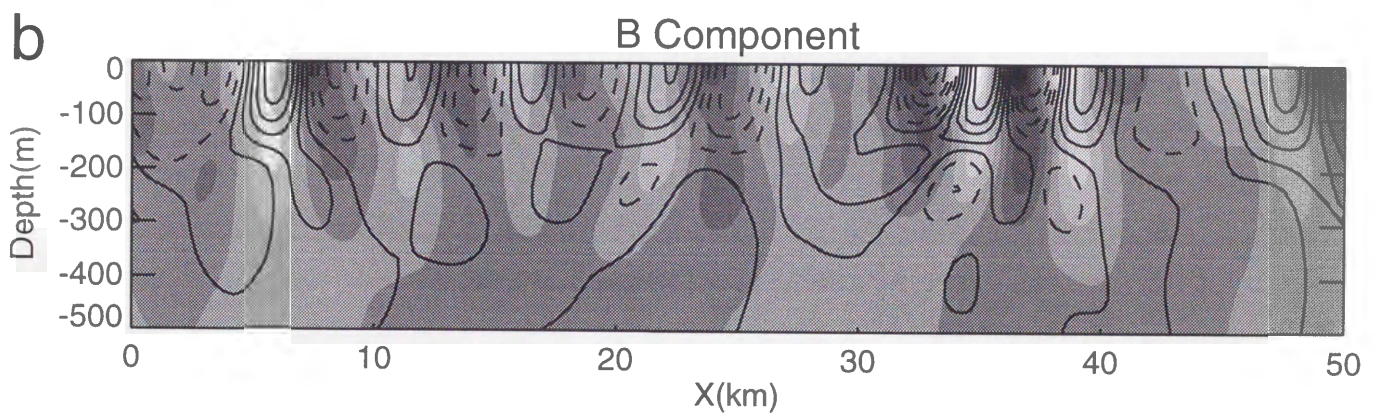
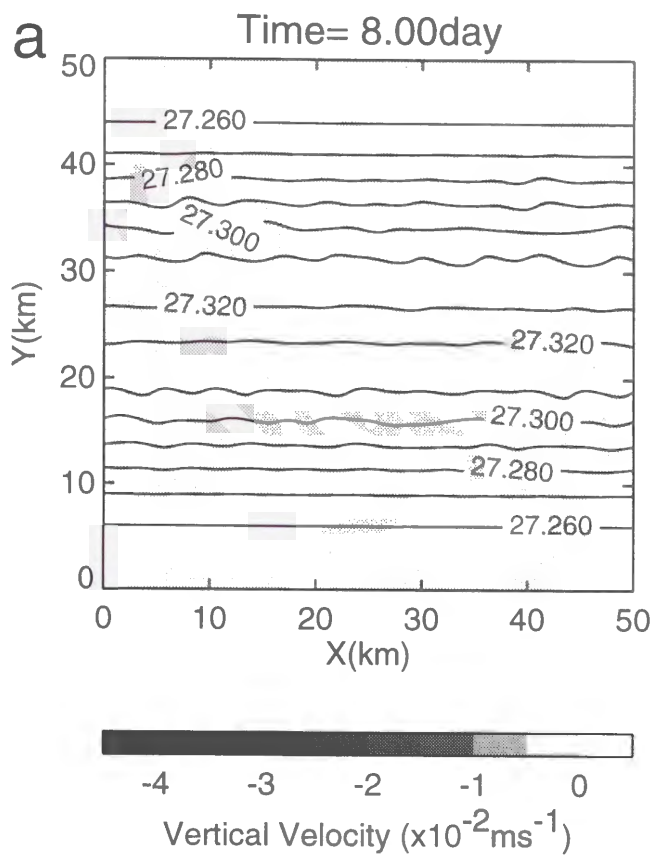


図 15 実験 BAR6 の結果。(a) 図 6 と同じ (8 日目)。(b) 図 13e と同じ (8 日目)。

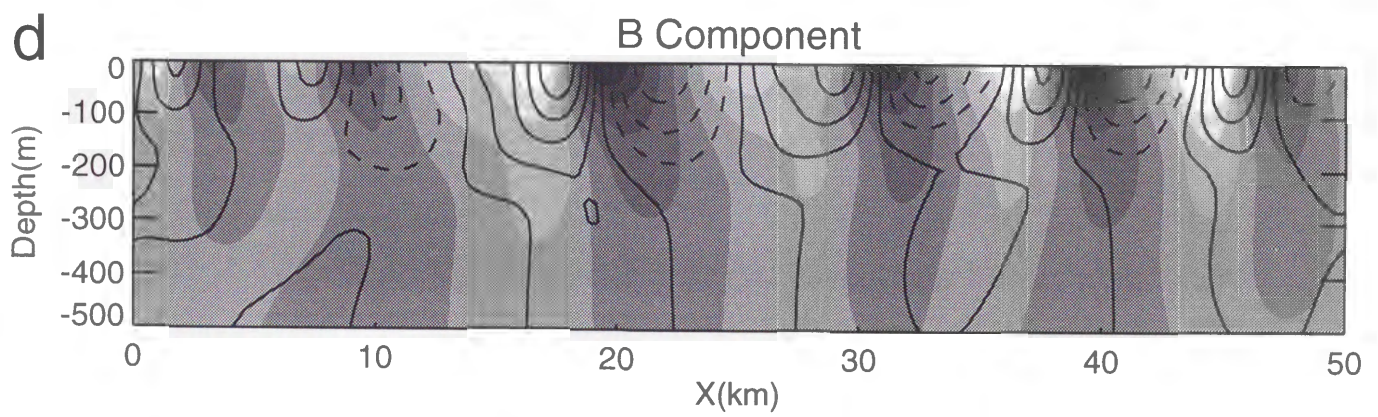
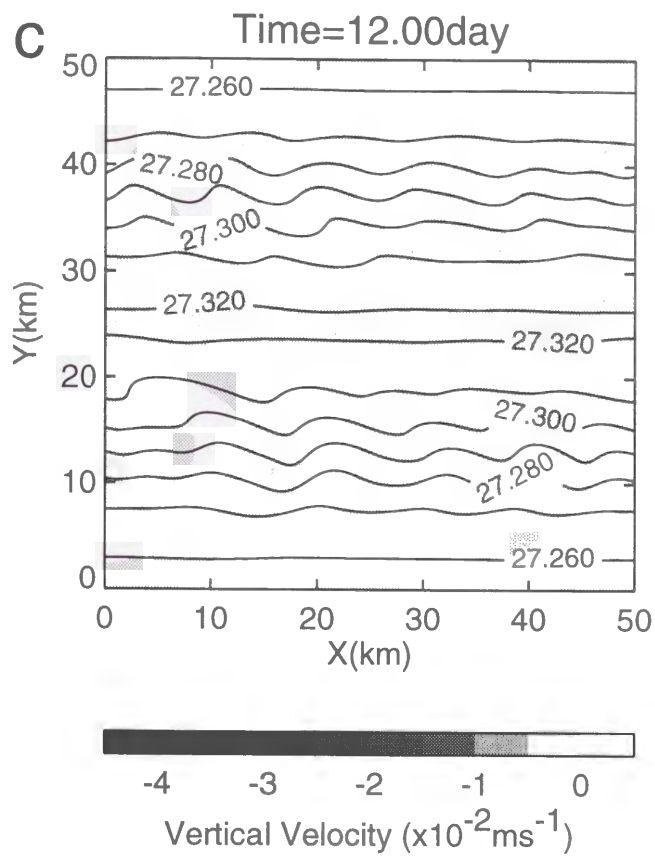


図 15 つづき。(c) 図 15a と同じ。ただし 12 日目。(d) 図 15b と同じ。ただし 12 日目。

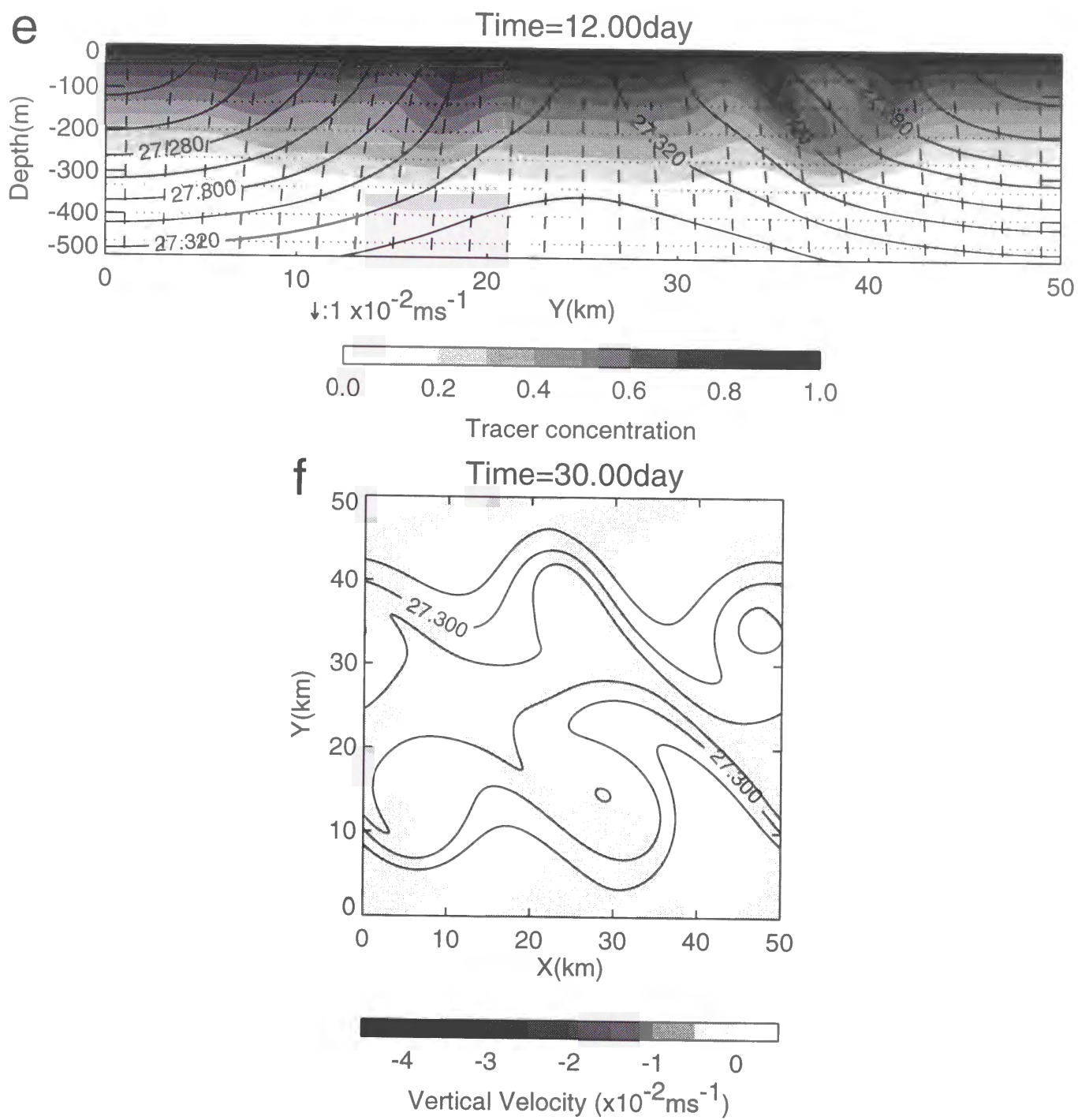


図 15 つづき。(e) 図 7b と同じ (12 日目)。(f) 図 6 と同じ。ただし 30 日目。

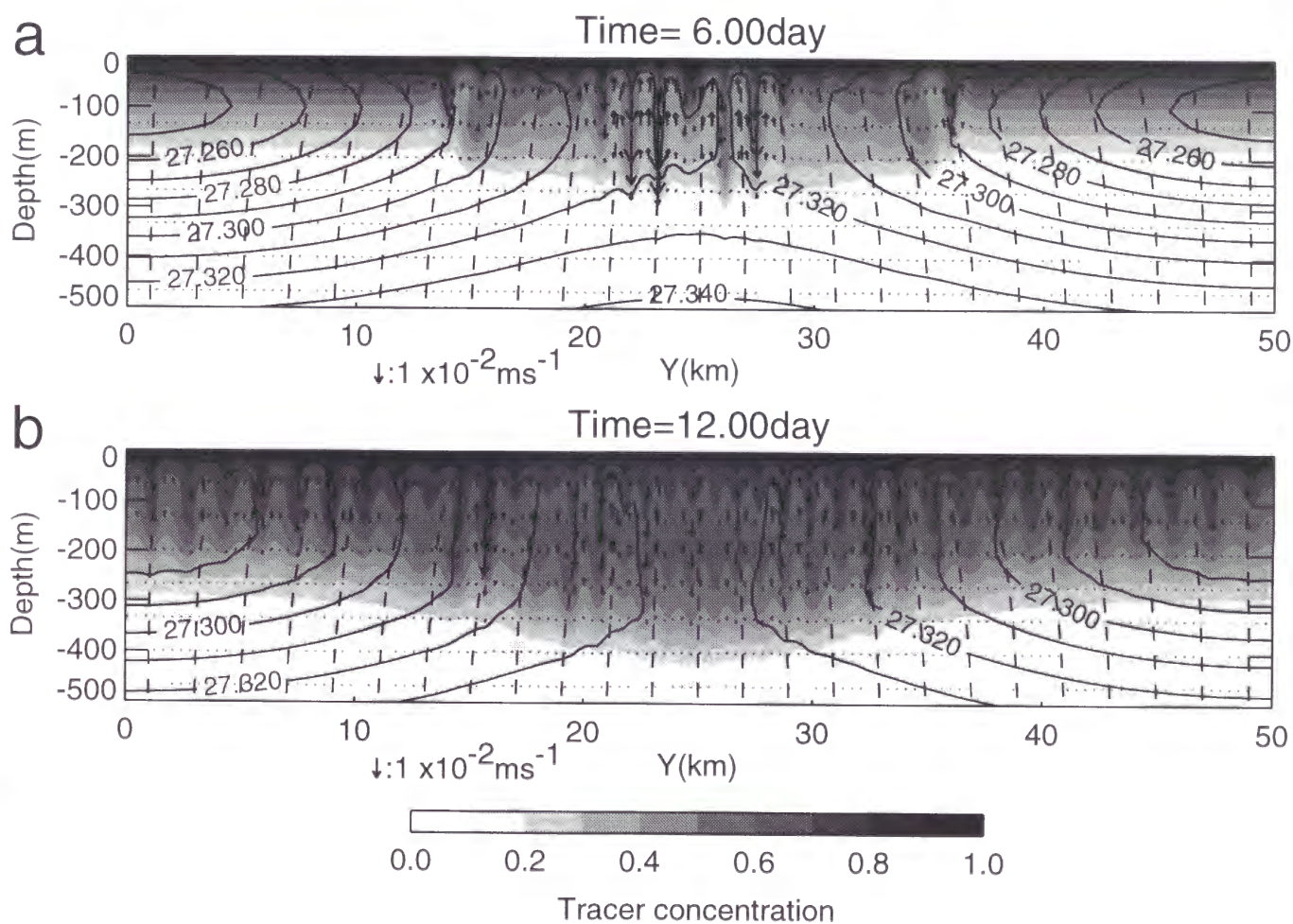


図 16 図 7 と同じ。ただしただし実験 CON。(a)6 日目。(b)12 日目

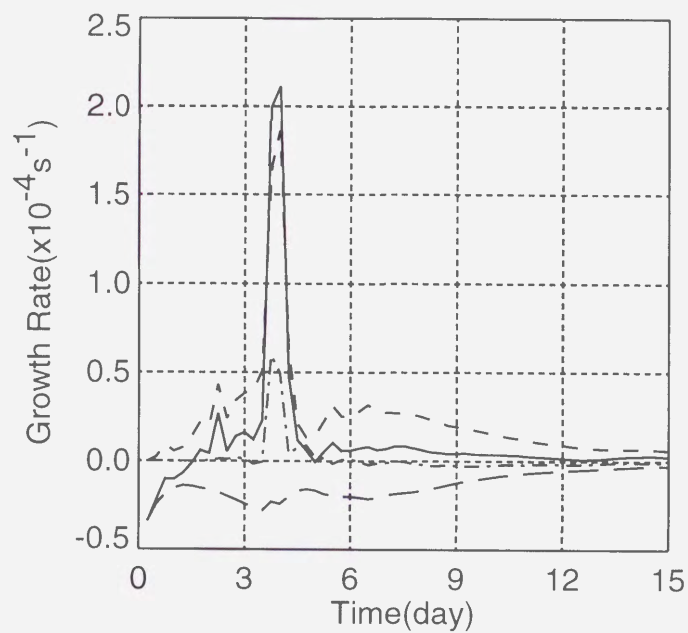


図 17 実験 REF における傾圧エネルギー KE_B の成長率 (実線)、移流の仕事に伴う成長率 (一点鎖線)、浮力の仕事に伴う成長率 (破線)、及び粘性による散逸 (長い破線) に伴う成長率の時間変化。

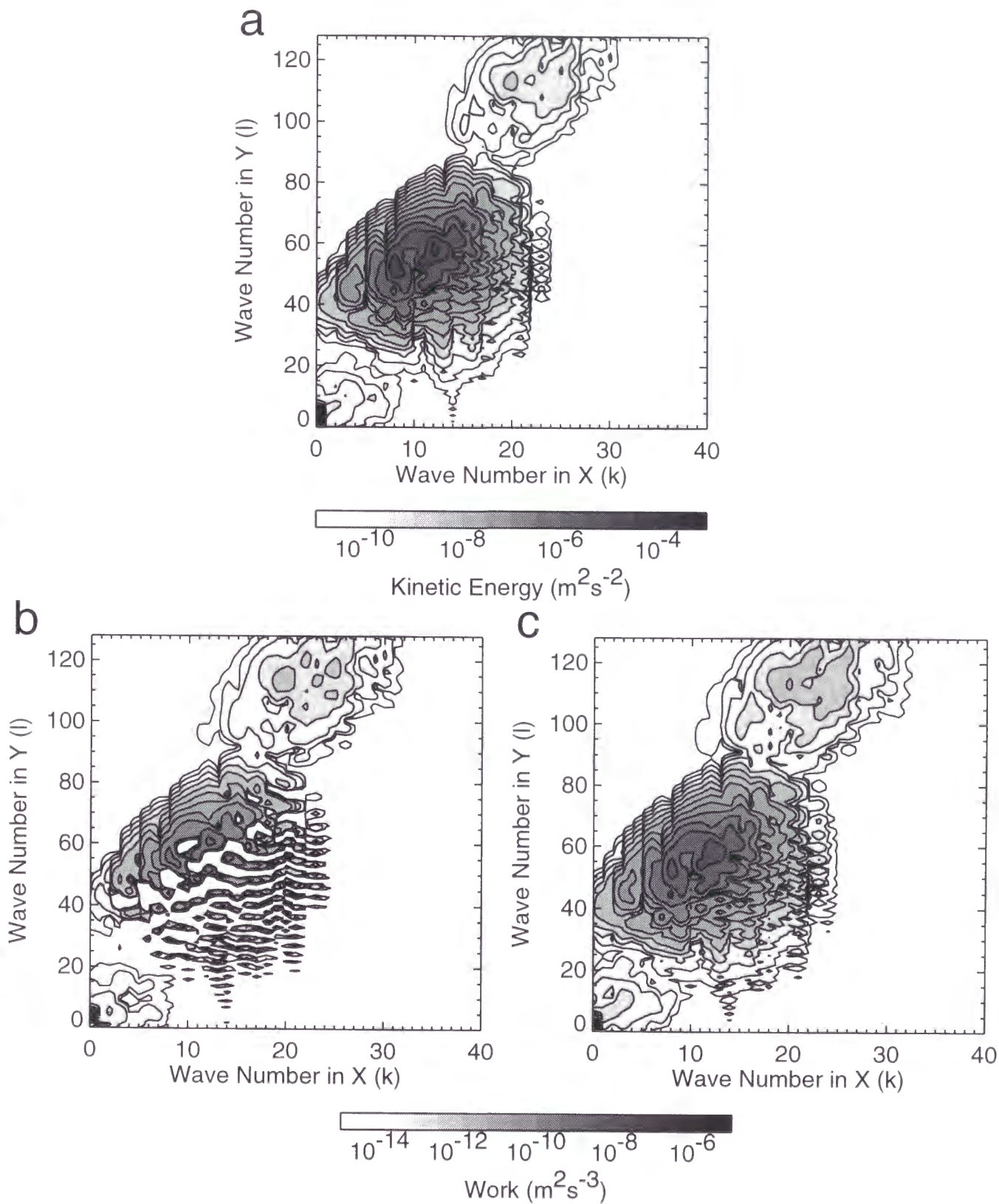


図 18 (a) 運動エネルギー、(b) 移流の仕事、(c) 浮力の仕事の波数空間 (k, l) での分布 (3.75 日目)。縦軸と横軸の尺度の違いに注意。

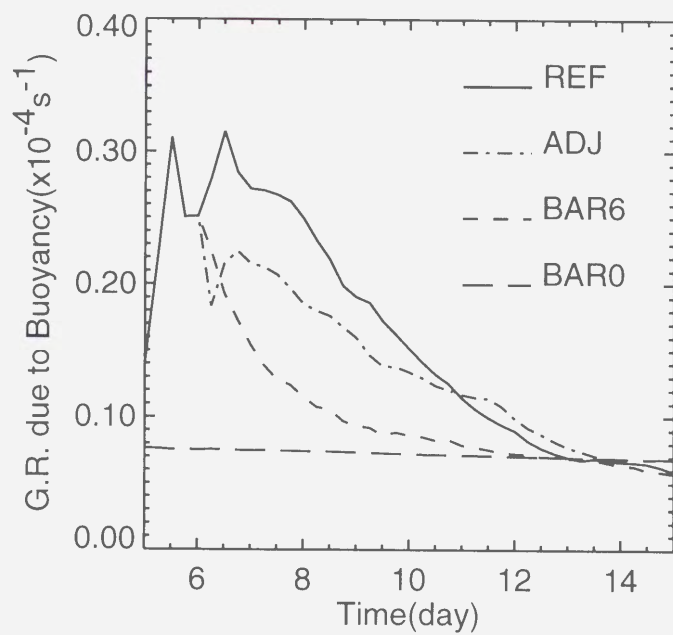


図 19 対流発生後 (5 日目以降) の浮力の仕事に伴う成長率の時間変化。実験 REF(実線), BAR0(長い破線), BAR6(破線), ADJ(一点鎖線)。

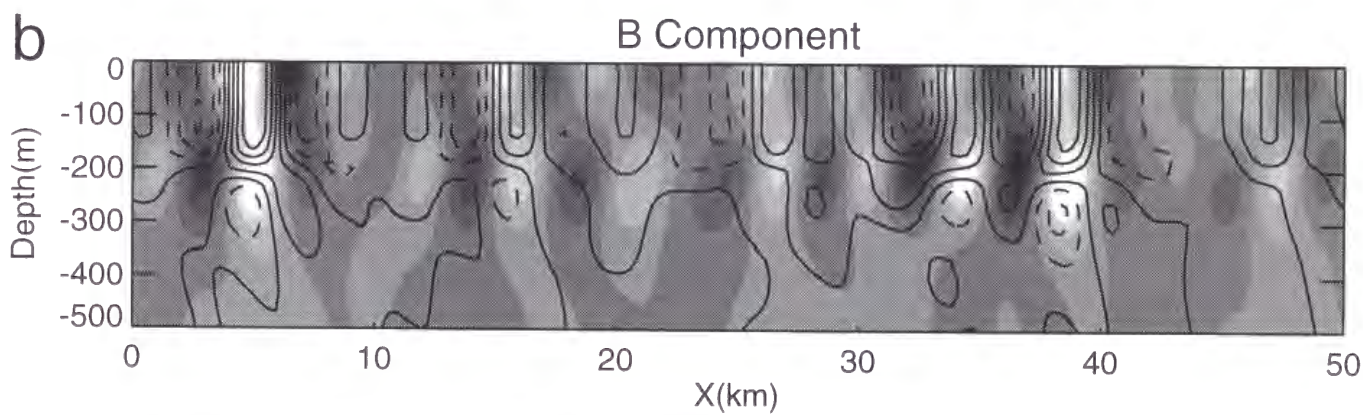
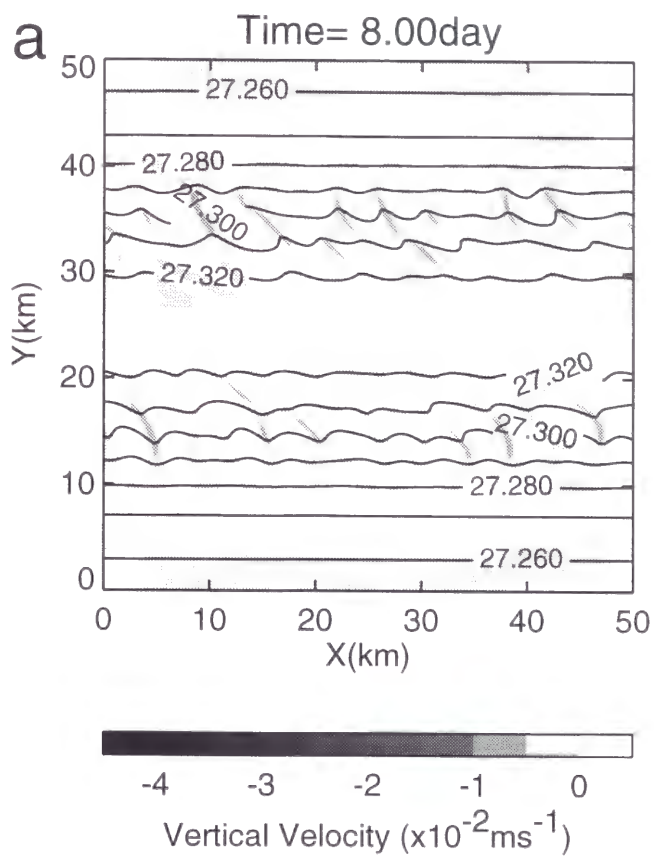


図 20 実験 ADJ の結果。(a) 図 6 と同じ (8 日目)。(b) 図 12e と同じ (8 日目)。

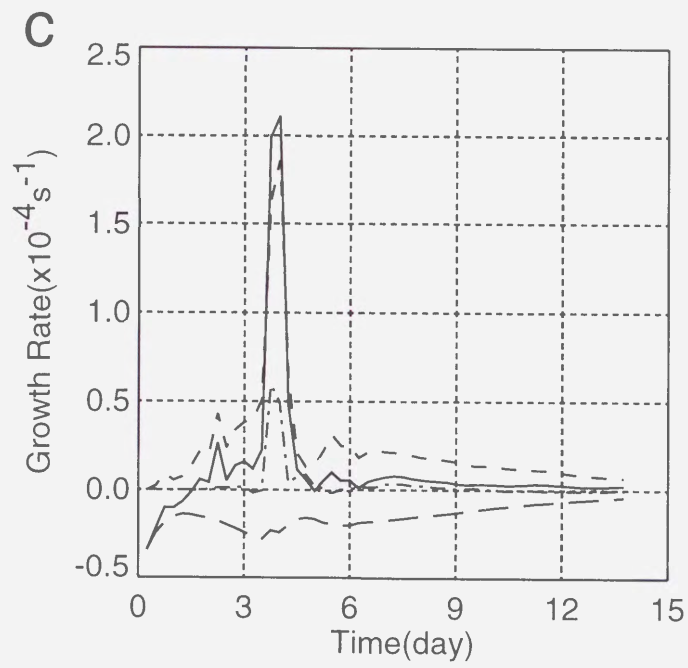


図 20 つづき。(c) 図 17 と同じ。

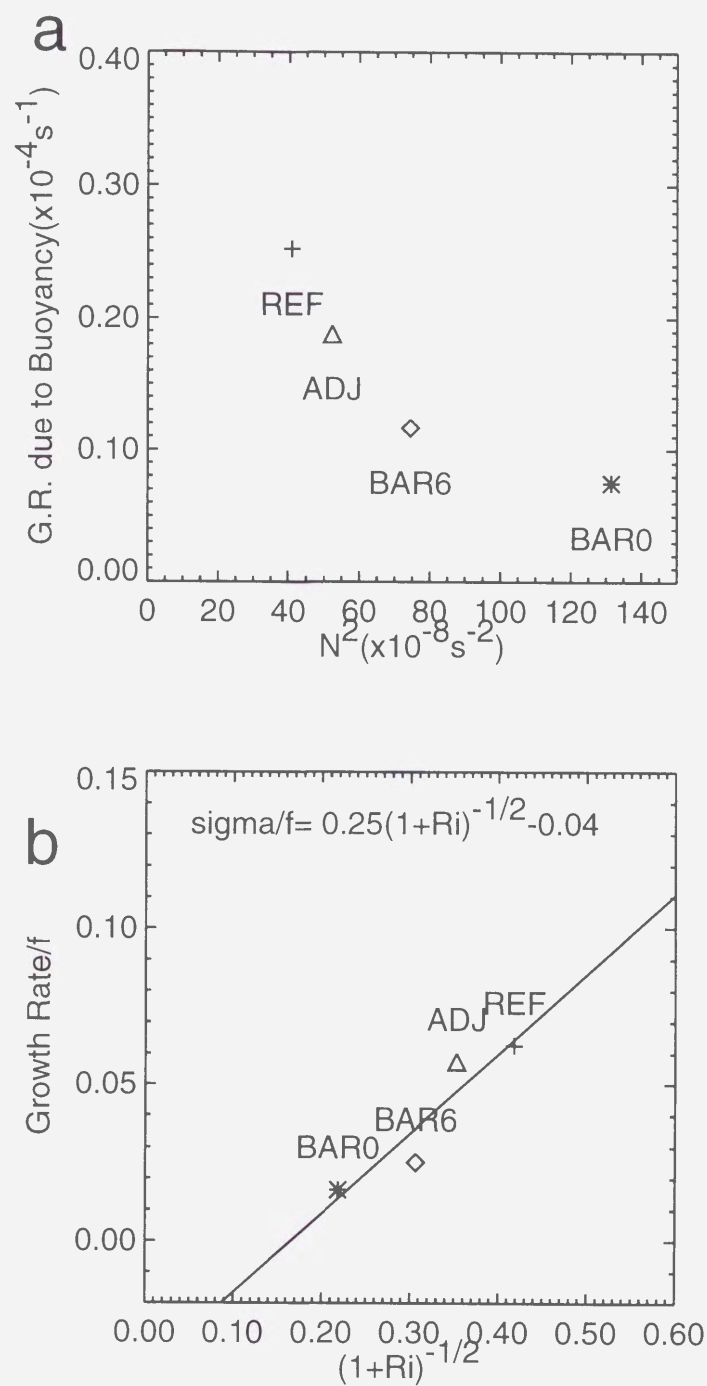


図 21 (a) 浮力に伴う成長率と成層の強さの関係 (8 日目)。(b) 成長率とリチャードソン数との関係。実線は最小 2 乗法でもとめた回帰直線 ($\sigma = 0.25f(1 + Ri^{-1/2}) - 0.04$)。

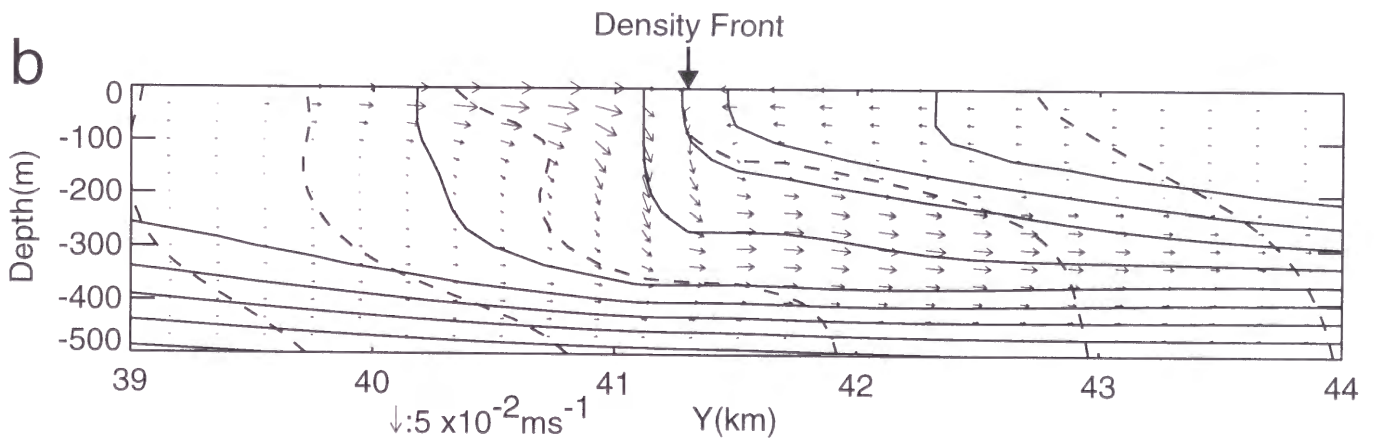
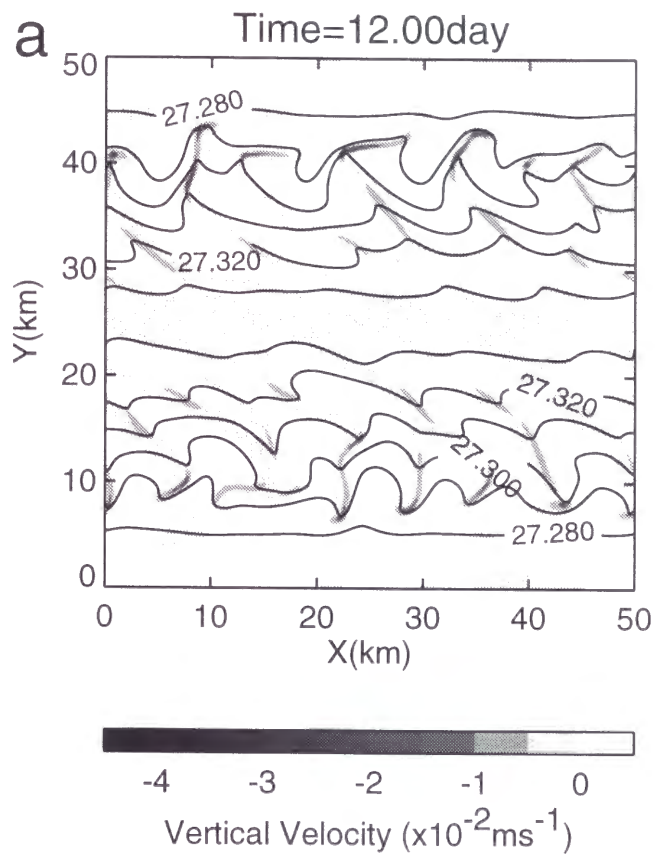


図 22 実験 ADJ(12 日目)。(a) 図 6 と同じ。(b) 図 10 と同じ。

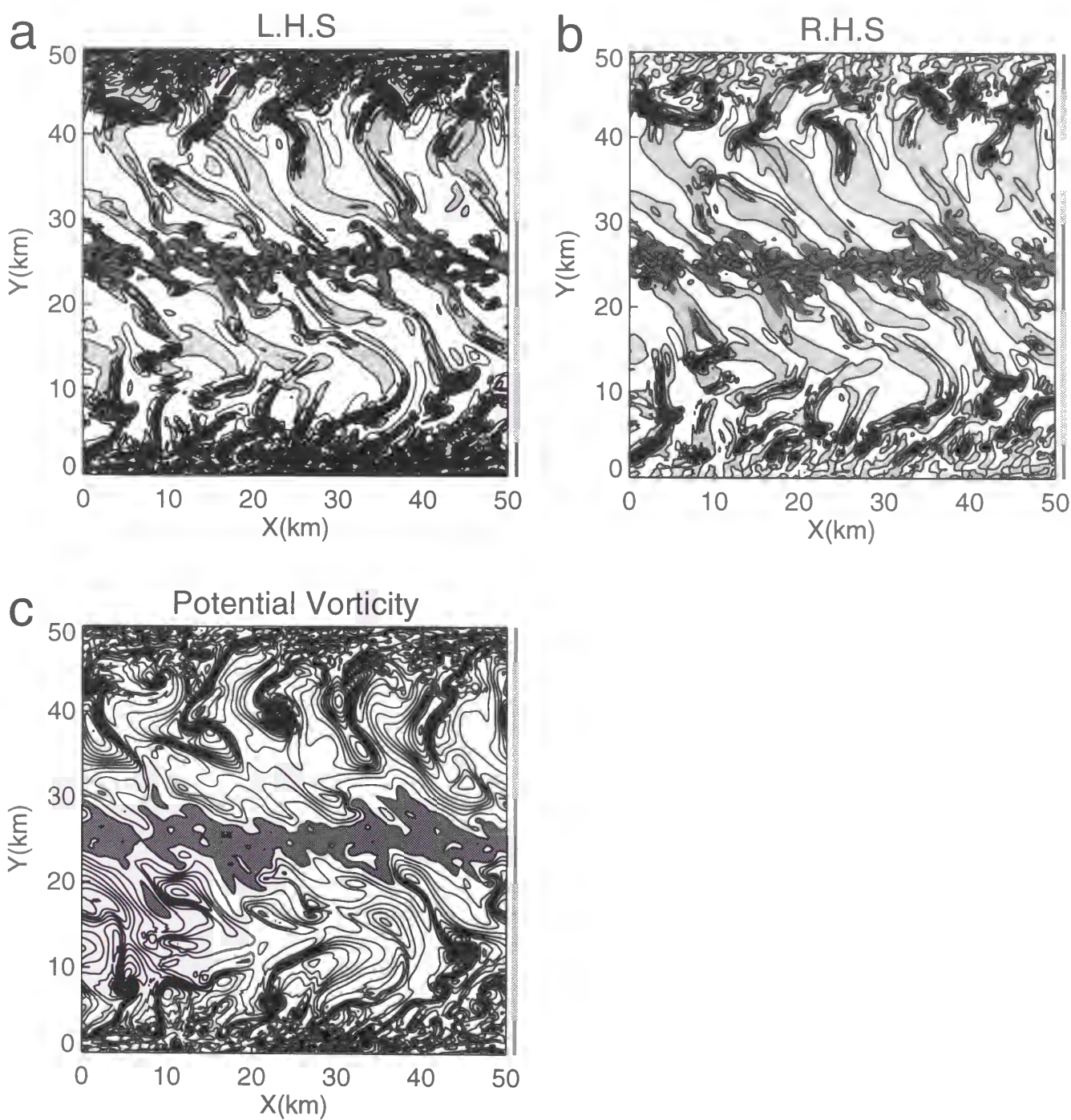


図 23 実験 REF における (a) オメガ式 (7) の左辺 $(\nabla_H^2 q_g + f^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}) f \zeta_g^{-1} w$ 、(b) オメガ式 (7) の右辺 (地衡力) $2 \nabla_H \cdot \mathbf{Q}$ 、及び (c) 渦位 q_g の水平分布図。(a)(b) の等値線間隔は絶対値が $10^{-14} m^{-1} s^{-3}$ 以下では $2 \times 10^{-15} m^{-1} s^{-3}$ それ以上では $2 \times 10^{-14} m^{-1} s^{-3}$ 、(c) では $10^{-7} s^{-2}$ 。(a)(b) の薄い陰影部は正の領域を表し、(a)(b)(c) の濃い陰影部は渦位が負の領域を表す。

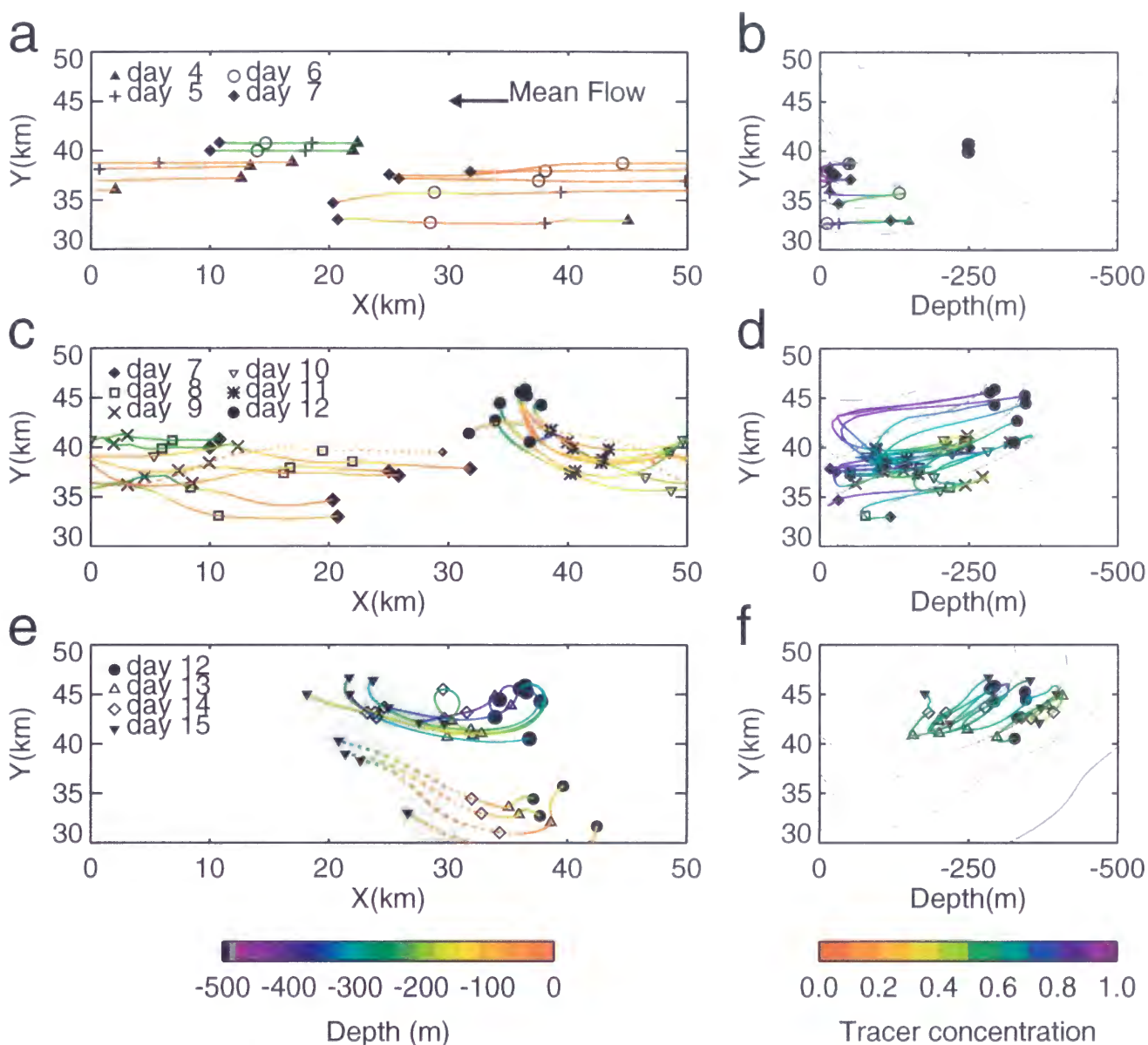


図 24 実験 REF で 12 日目に $(x, y) = (35\text{km}, 45\text{km})$ を中心に -250m 以深で形成される海面起源水のパッチを構成する代表的な粒子の軌跡。(a),(b) 4 日目から 7 日目、(c),(d) 7 日目から 12 日目、(e),(f) 12 日目から 15 日目。(a),(c),(d) は水平面に投影した軌跡を示し、色は粒子の深さを表す。一日毎に印がつけてある。(c),(d) の灰色の陰影は 12 日目、15 日目における粒子付近の海面起源水のパッチを示す。このパッチは図 8 の矢印で示されているパッチに対応する。(c) における点線は沈み込む粒子と 5km 以上離れていないにも関わらず沈み込まない粒子の軌跡を示す。(e) における点線は異なる強い前線下降流で沈み込み同一のパッチを形成する粒子の軌跡を示す。(b),(d),(f) は南北断面に投影した軌跡を表す。灰色の線は 7 日目、12 日目、15 日目の東西平均した密度分布を示す。横軸は深さ (z)、縦軸は南北方向の距離 (y)。粒子のトレーサー濃度を色で示してある。

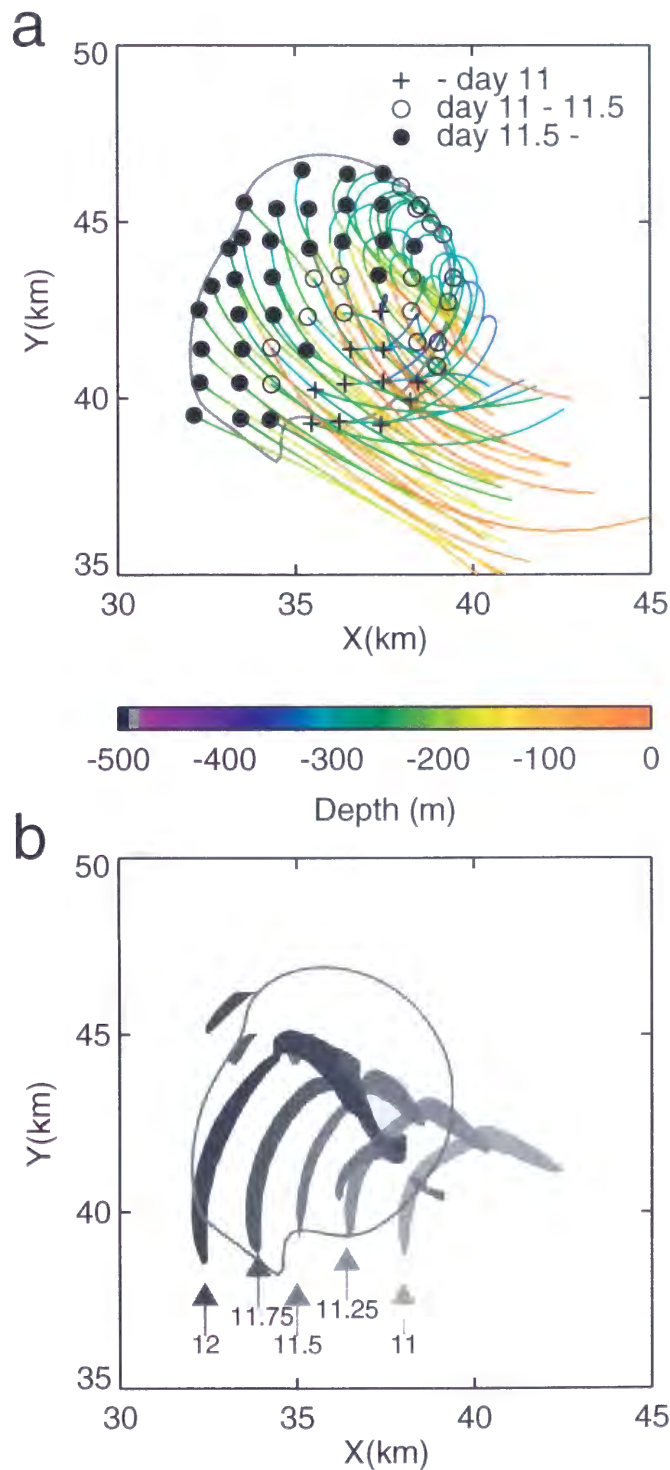


図 25 (a) 実験 REF で 12 日目に $(x, y) = (35\text{km}, 45\text{km})$ を中心として形成される海面起源水のパッチを構成する粒子の軌跡 (11 日目から 12 日目)。12 日目における粒子の位置を、11 日目以前に 250m 以深に沈み込んだ粒子は十字印で、11 日目から 11.5 日目に沈み込んだ粒子は白丸印で、11.5 日目から 12 日目に沈み込んだ粒子は黒丸印で、それぞれ示す。等値線はトレーサー濃度 0.5 を示し、パッチの境界を示している。(b) 100m 深での強い前線下降流の 11 日目から 12 日目までの水平位置。

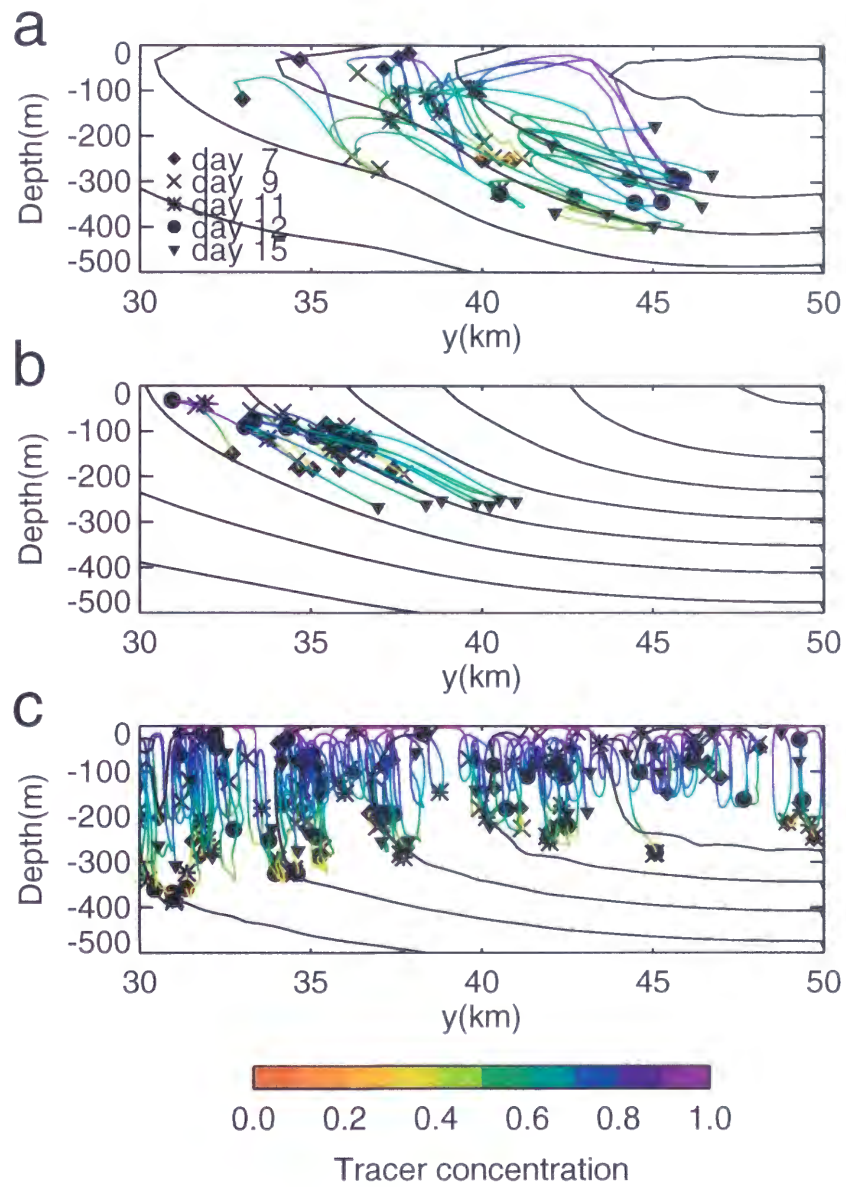


図 26 (a) 図 24 と同じ粒子の南北断面上での軌跡 (7 日目から 15 日目)。粒子のトレーサー濃度を色で示してある。(b) 実験 BAR6 で 15 日目までに 250m 以深にまで沈み込んだ海面起源水の粒子の代表的な軌跡。(c) 実験 CON での海面起源水の粒子の代表的な軌跡。東西平均密度 (12 日目) を灰色の等値線で示す (等値線間隔 0.01kgm^{-3})。

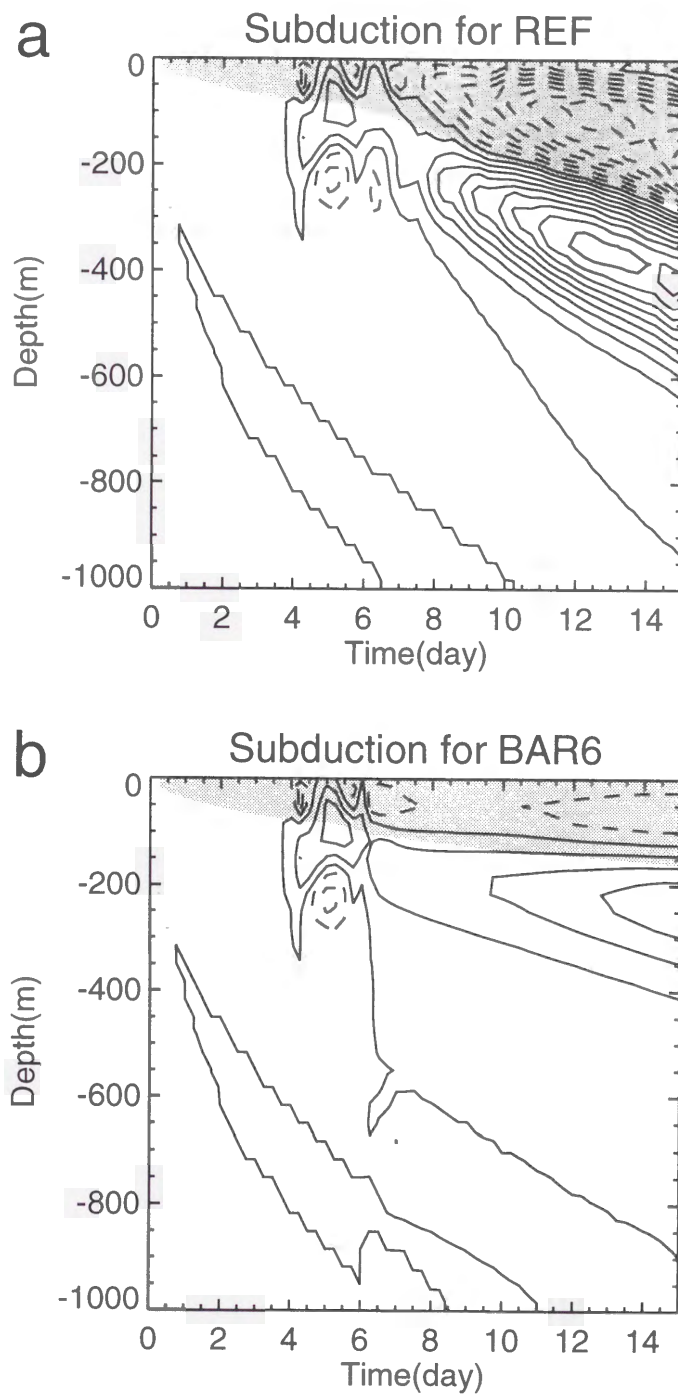


図 27 (a) 実験 REF と実験 CON のトレーサー濃度差の水平平均値。縦軸は深さ、横軸は時間。等値線間隔は 0.01。実線は REF のトレーサー濃度が CON よりも大きい領域を、破線は小さい領域を示す。陰影部は実験 CON でのトレーサー濃度が 0.5 以上の領域を示す。この領域を混合層として、それ以深のトレーサー濃度差の総量をサブダクション量と定義する。(b) 実験 BAR6 と実験 CON の冷却を 6 日目で停止した実験とのトレーサー濃度差。

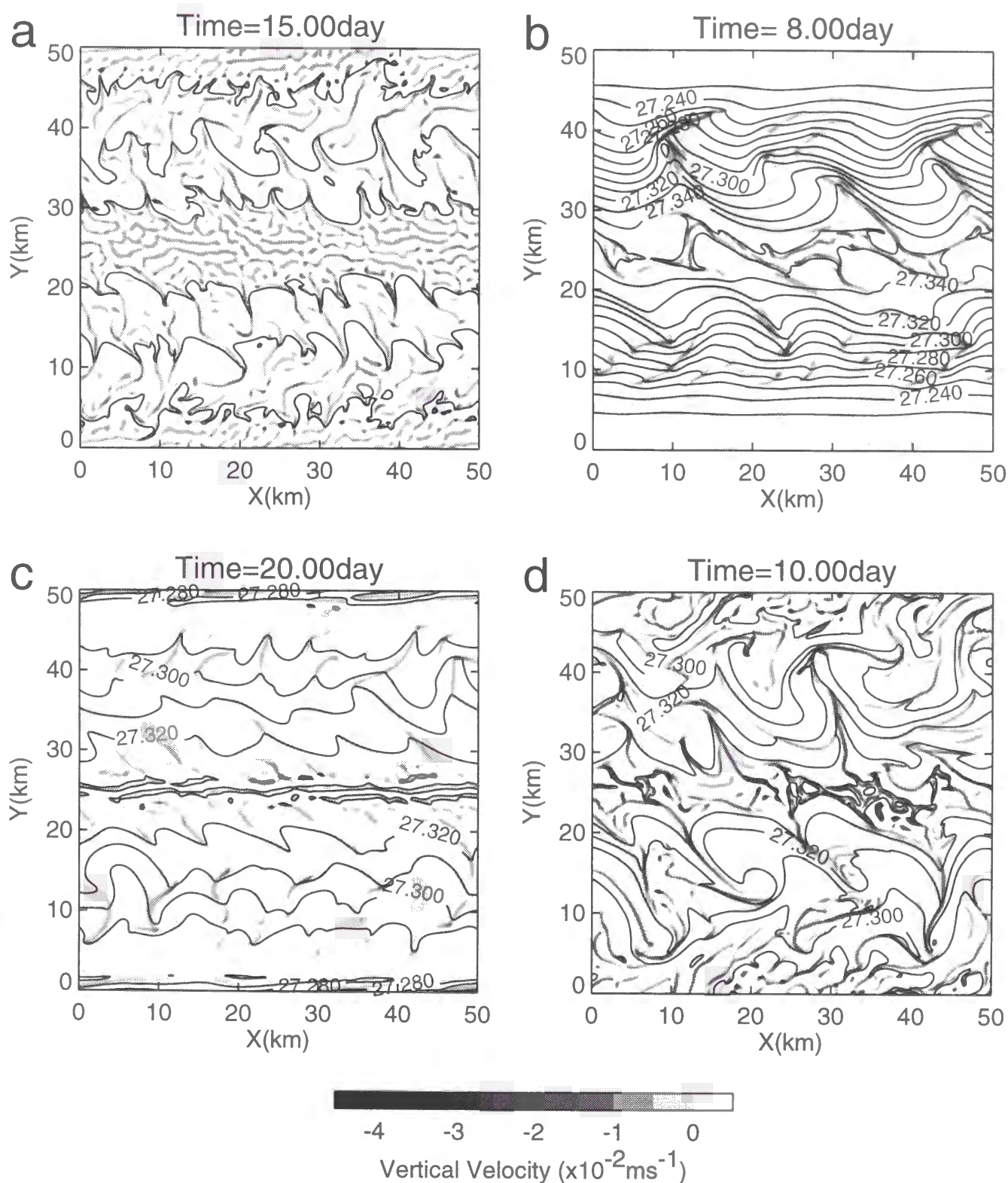


図 28 図 6 と同じ。ただし (a) 実験 wbREF(15 日目、最大下降流は $-2.9 \times 10^{-2} \text{ ms}^{-1}$)、(b) 実験 sbREF(8 日目、最大下降流は $-6.2 \times 10^{-2} \text{ ms}^{-1}$)、(c) 実験 wcREF(20 日目、最大下降流は $-2.4 \times 10^{-2} \text{ ms}^{-1}$)、(d) 実験 scREF(10 日目、最大下降流は $-9.4 \times 10^{-2} \text{ ms}^{-1}$)。最大の下降流が観測された日時での分布を示す。

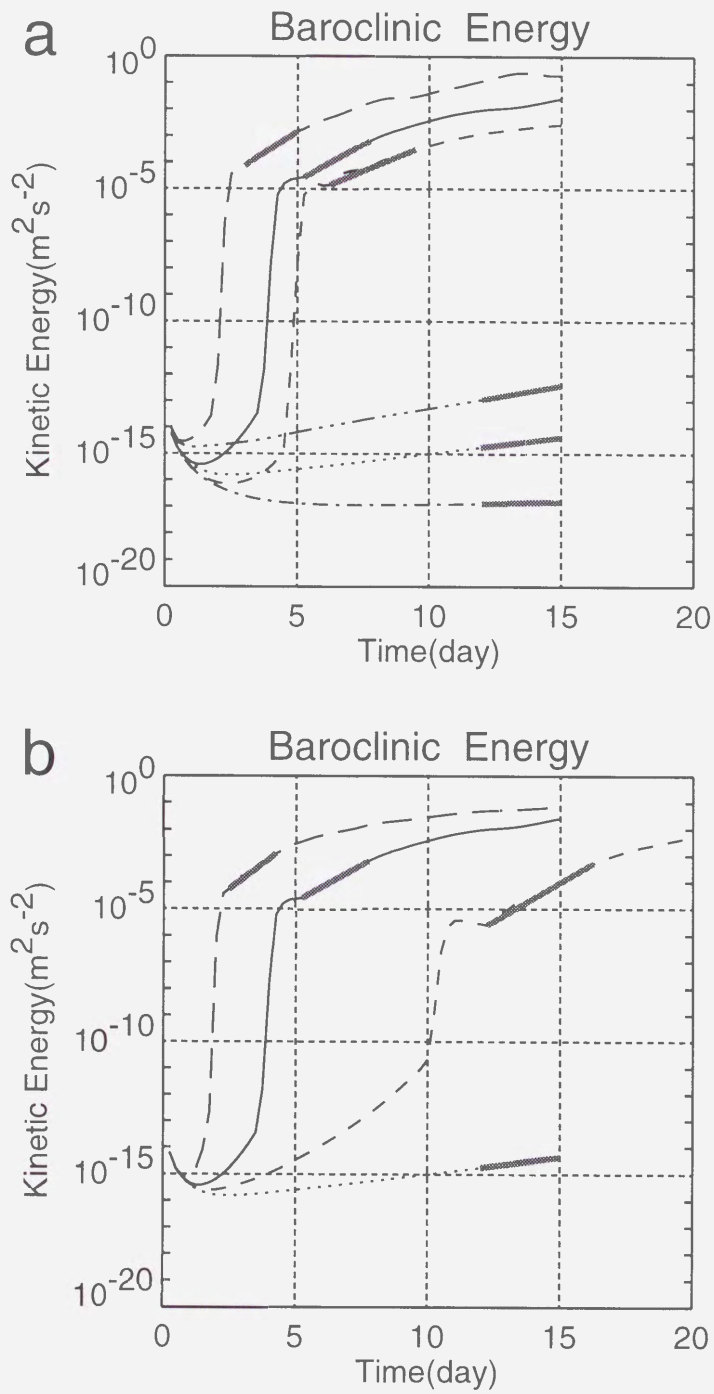


図 29 図 13a と同じ。(a) 異なる ρ_m の実験。実験 REF(実線)、実験 wbREF(破線)、実験 sbREF(長い破線)、実験 BAR0(点線)、実験 wBAR0(一点鎖線)、実験 sBAR0(三点鎖線)。(b) 異なる D_f の実験。実験 REF(実線)、実験 wcREF(破線)、実験 scREF(長い破線)、実験 BAR0(点線)。太い灰色の線は図 30 に示す成長率、波長及びリチャードソン数を求めた時刻。

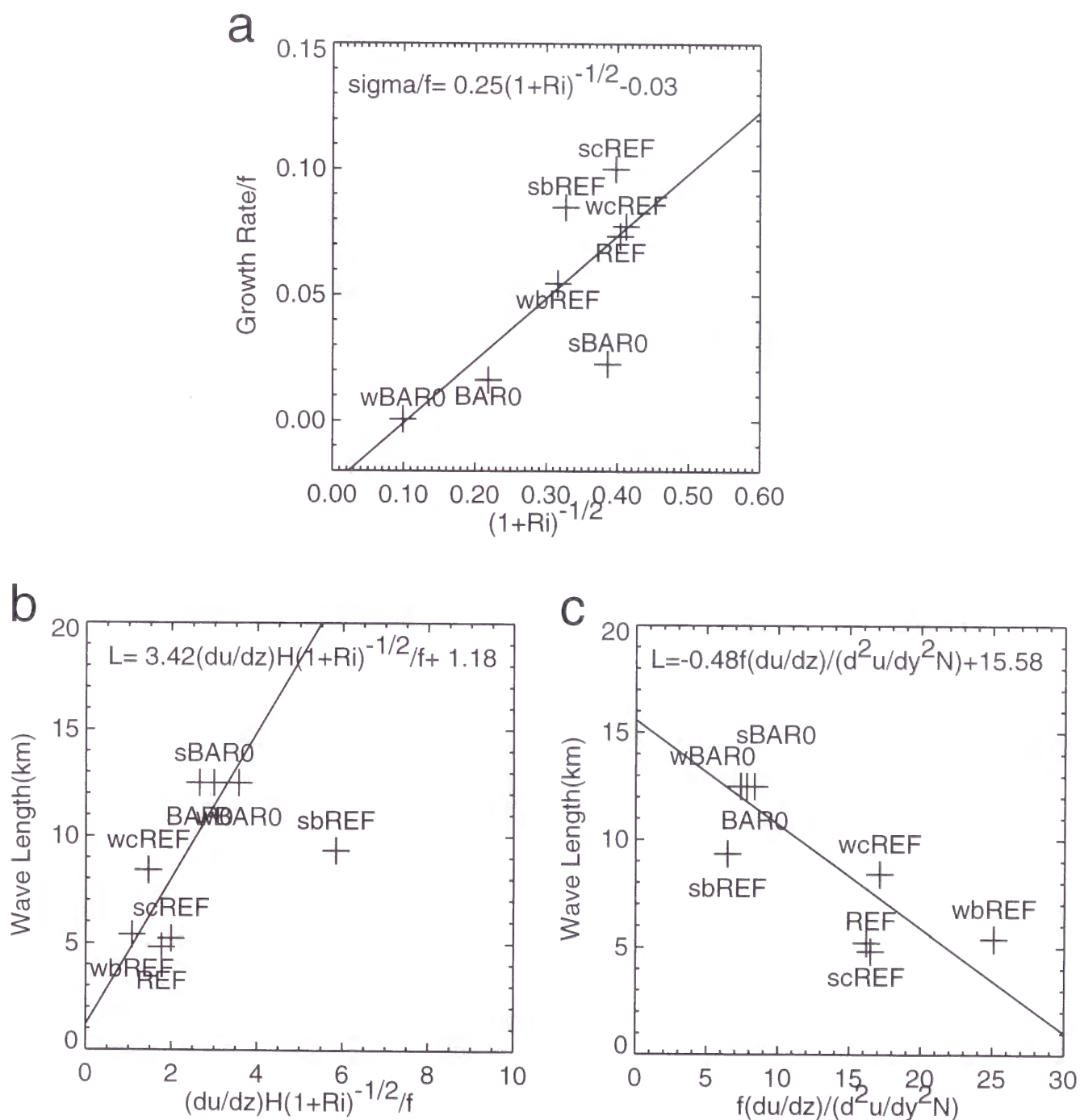


図 30 (a) 各実験(REF, wbREF, sbREF, wcREF, scREF, BAR0, wBAR0, sBAR0)で得られた傾圧波の成長率(σ)とリチャードソン数(Ri)との関係。実線は最小 2 乗法でもとめた回帰直線($\sigma = 0.25fRi^{-1/2} - 0.03$)。(b) 各実験で得られた傾圧波の波長と $(du/dz)H(1+Ri)^{-1/2}/f$ との関係。ここで H は傾圧波に伴う浮力の解放が生じている深さ (即ち傾圧波の深さ)。実線は実験 sbREF を除いて最小 2 乗法でもとめた回帰直線 ($L = 3.42(du/dz)H(1+Ri)^{-1/2}/f + 1.18$)。(c) 各実験で得られた傾圧波の波長と $fdu/dz/(d^2u/dy^2N)$ との関係。実線は最小 2 乗法でもとめた回帰直線 ($L = -0.48fdu/dz/(d^2u/dy^2N) + 15.58$)。

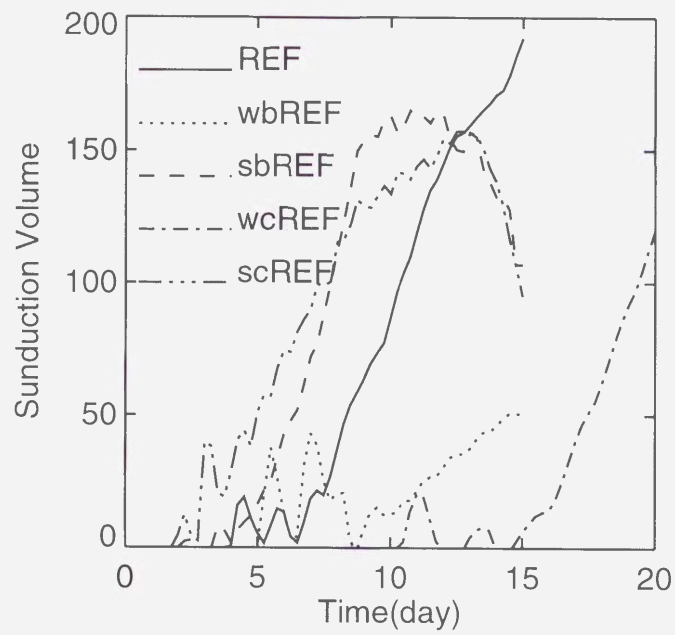


図 31 実験 REF(実線), wbREF(点線), sbREF(破線), wcREF(一点鎖線), scREF(三点鎖線) で得られたサブダクション量の時間変化。

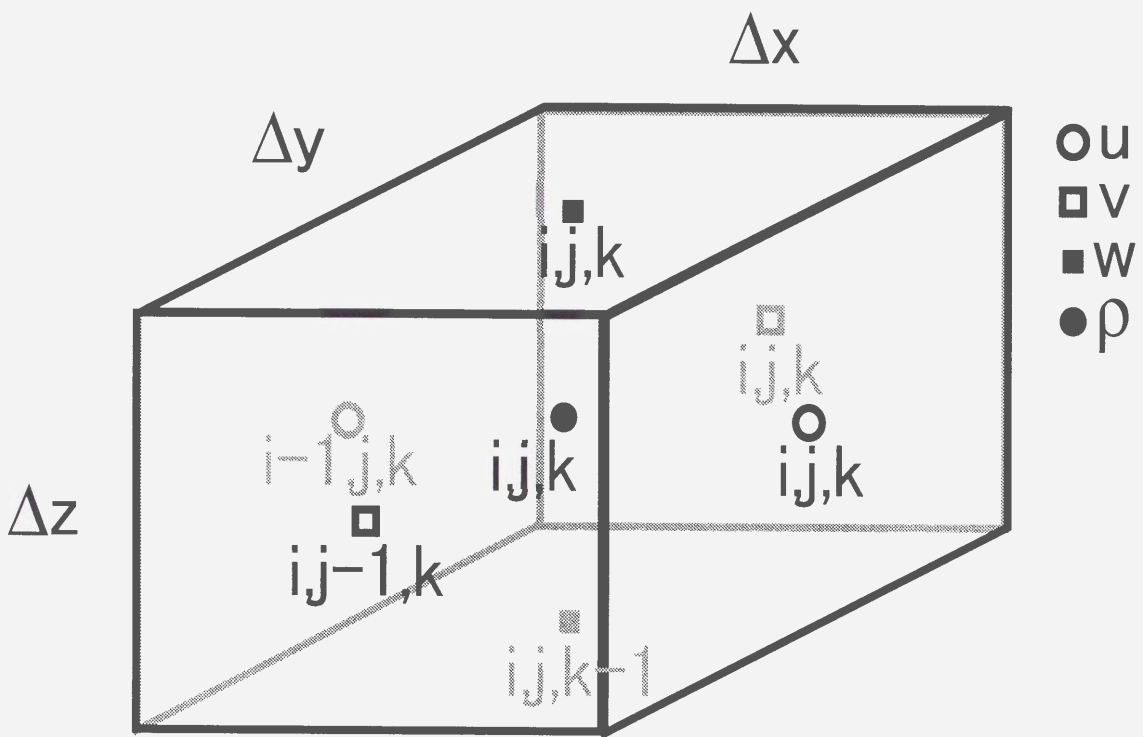


図 A.1 差分法で用いた格子点及び流速・密度の配置図

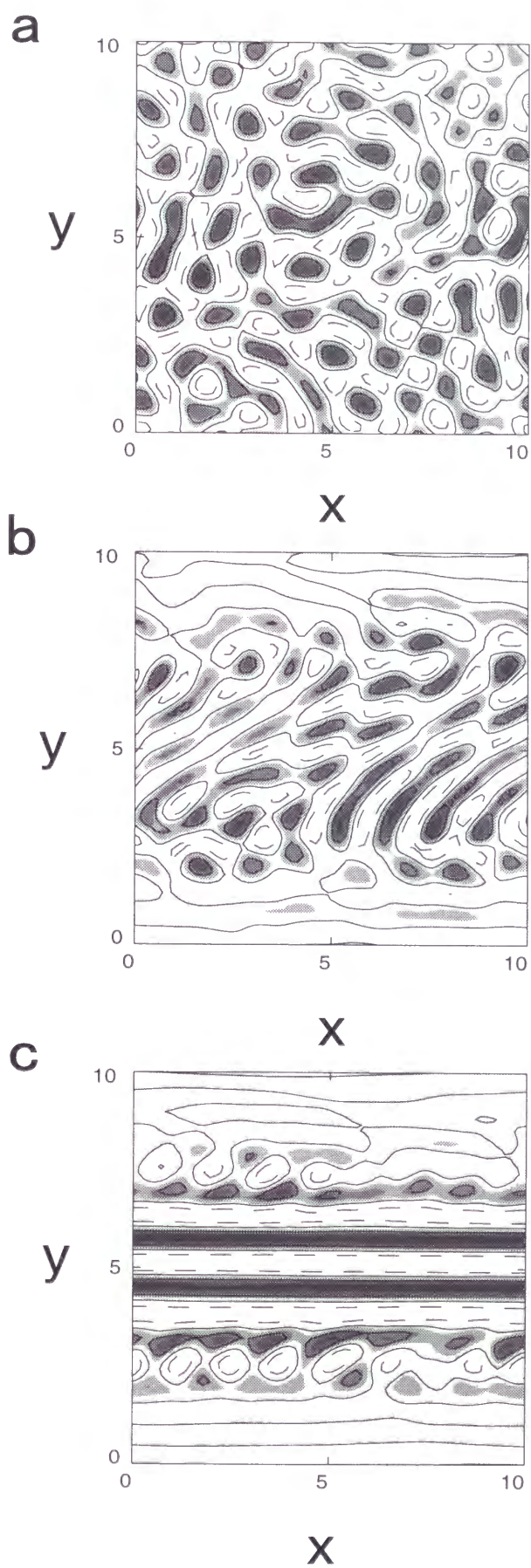


図 B.1 鉛直流速の水平分布図 ($t = 0.48$)。陰影部は下降流。(a) $Re = 2$ 。(b) $Re = 10$ 。(c) $Re = 50$ 。

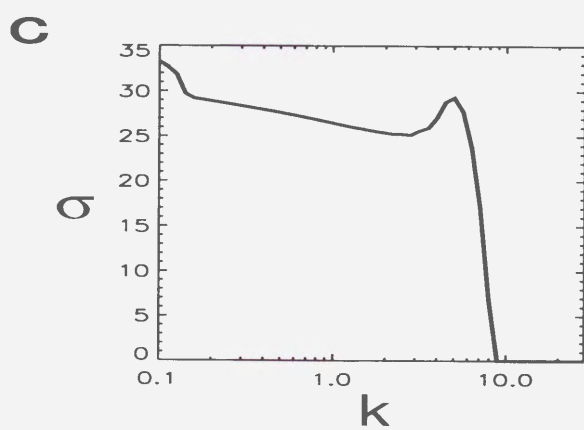
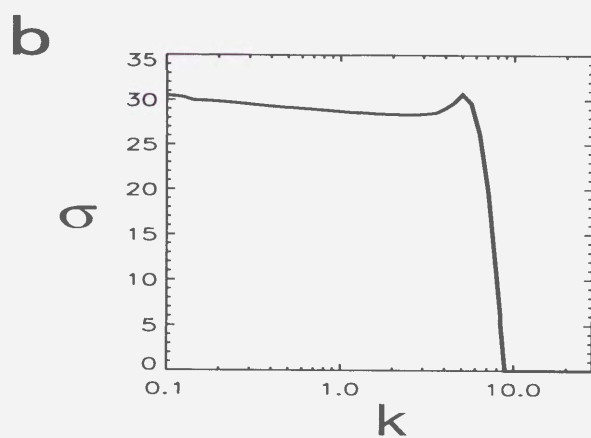
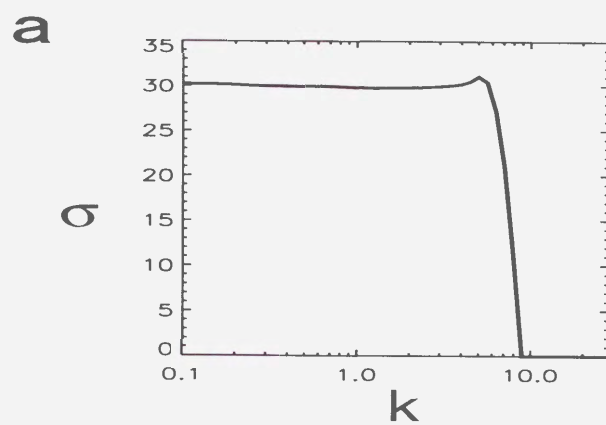


図 B.2 成長率 σ 。(a) $Re = 2$ 。(b) $Re = 10$ 。(c) $Re = 50$ 。

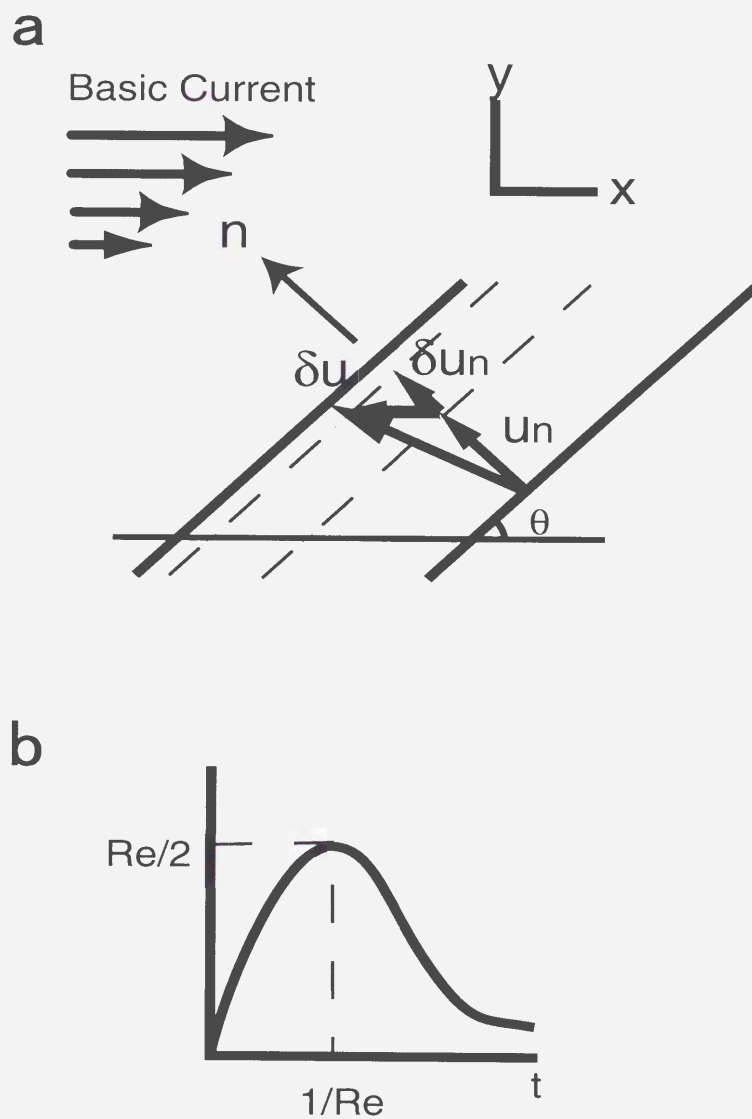


図 B.3 (a) 基本流の移流効果の概略図。(b) $Re^2 t / (1 + Re^2 t^2)$ の関数。

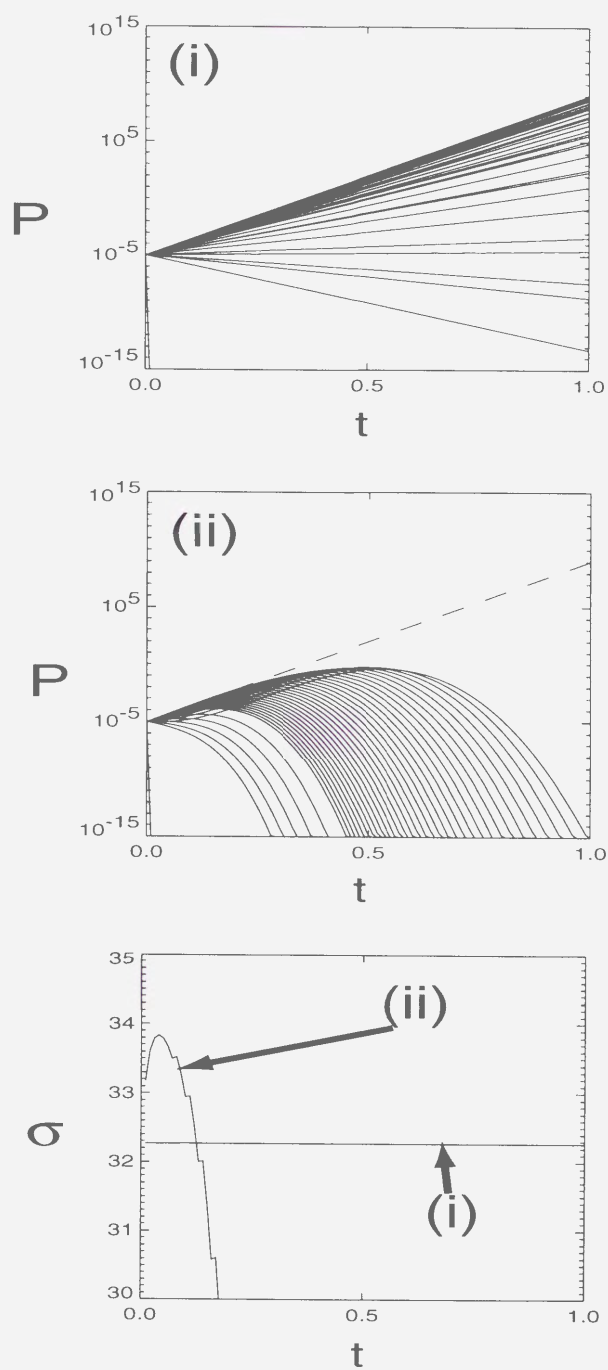


図 B.4 密度の振幅 (P) の時間発展。(a) (i) の場合。(b) (ii) の場合。破線は (i) の最大振幅。
(c) (i),(ii) の成長率の時間変化。

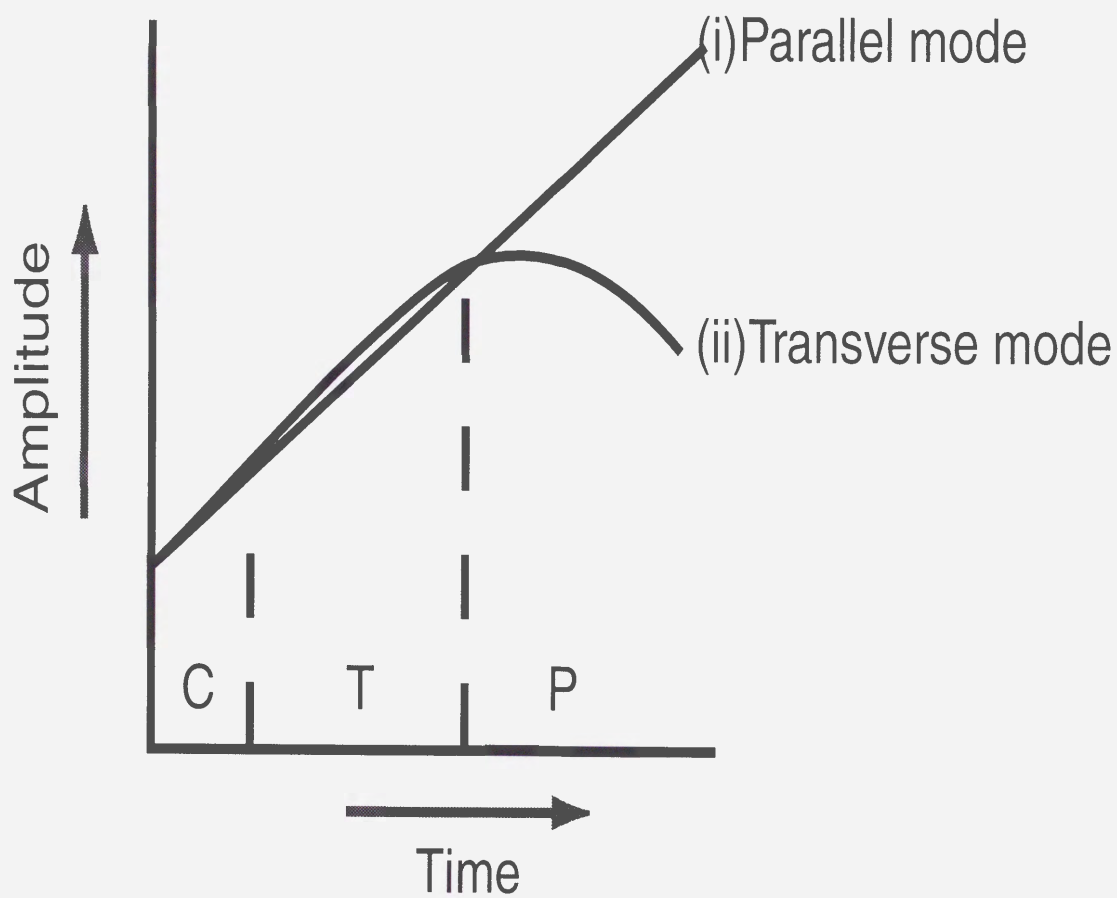


図 B.5 (i)(ii) の時間発展と C モード、T モード、P モードの関係の概略図。